



Université  
de Toulouse

# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Océan, Atmosphère et surfaces continentales

---

Présentée et soutenue par :

Mme MARIE MAZOYER

le vendredi 1 avril 2016

Titre :

IMPACT DU PROCESSUS D'ACTIVATION SUR LES PROPRIETES  
MICROPHYSIQUES DES BROUILLARDS ET SUR LEUR CYCLE DE VIE

---

Ecole doctorale :

Sciences de l'Univers de l'Environnement et de l'Espace (SDUEE)

Unité de recherche :

Centre National de Recherches Météorologiques (CNRM)

Directeur(s) de Thèse :

M. JEAN-LOUIS BRENGUIER

M. FREDERIC BURNET

Rapporteurs :

M. LUC MUSSON GENON, ECOLE DES PONTS PARISTECH

M. MARTIAL HAEFFELIN, ECOLE POLYTECHNIQUE PALAISEAU

M. PIERRE TULET, UNIVERSITE DE LA REUNION

Membre(s) du jury :

M. PIERRE TULET, UNIVERSITE DE LA REUNION, Président

M. FREDERIC BURNET, CENTRE NATIONAL RECHERCHE METEOROLOGIQUE, Membre

M. JEAN-LOUIS BRENGUIER, CENTRE NATIONAL RECHERCHE METEOROLOGIQUE, Membre

Mme CHRISTINE LAC, CENTRE NATIONAL RECHERCHE METEOROLOGIQUE, Membre



Imaginons une sphère en rotation de 12 800 kilomètres de diamètre avec une surface rugueuse et surmontée de 40 kilomètres d'un gaz mixte dont la concentration des composantes varie avec le temps et l'espace. Le tout est chauffé par une fournaise nucléaire situé à 150 millions de kilomètres. Imaginons également que cette sphère tourne autour du réacteur et que les différents endroits de sa surface sont réchauffés différemment selon le point où en est la trajectoire. Imaginons en plus que la couche de gaz reçoit également de la chaleur de la surface de la sphère, en général de façon constante mais quelques fois de façon violente et soudaine. Après avoir regardé l'évolution de ce processus durant un certain temps, imaginons qu'on vous demande de prédire quel sera son état en un point de sa surface un, deux ou même plusieurs jours dans le futur. C'est essentiellement ce qu'on demande jour après jour aux météorologistes.

---

Bob Ryan, météorologiste, Bulletin of the American Meteorological Society, 1982.





# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs Fred et Christine, premièrement pour m'avoir permis d'effectuer cette thèse puis pour votre aide scientifique, votre appui moral et votre confiance durant sa réalisation. J'ai eu beaucoup de plaisir à explorer le brouillard avec vous et j'espère sincèrement que nos chemins scientifiques se recroiseront ! Fred, je te remercie pour m'avoir fait découvrir l'univers des campagnes de mesures que j'ai particulièrement affectionné. Christine, pour ton inconditionnel soutien et notamment pendant la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie mes rapporteurs, Pierre Tulet, Luc Musson-Genon et Martial Haeffelin pour avoir pris le temps d'éplucher les quelques 260 pages de ce manuscrit et pour leurs judicieuses remarques sur ce travail. Je remercie Thierry Elias et Jean-Pierre Pinty pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse, de la lire et pour les intéressants échanges que nous avons eu lors de ma soutenance.

Je remercie grandement Thierry Bergot et Valery Masson pour leur aide à la réalisation de cette thèse puis spécialement Odile Thouron pour ta disponibilité, ta très grande patience à m'expliquer les rouages de la sursat' et du rayonnement et pour les multiples discussions scientifiques que nous avons eues ensemble. Merci également à Stavroula Stolaki pour tes conseils avisés en simulation de brouillard du 15/11/11 !

Merci à l'équipe MNPCA dans laquelle j'ai effectué ma thèse, Brigitte, Jean-Michel (pour les nuits de mesures à Passy par -10), Fred Murguet, Greg Cayez, Sébastien Barrau, Greg Roberts (pour les discussions CCN) et Thierry Bourrianne (pour beaucoup de choses et parmi celles-ci notre mémorable ascension du piton de la fournaise !). Un très grand merci également à GMEI (Laurent Gustave, Guylhaine Canut, Pauline Martinet, Alexandre Pacy, Bruno Piguët, Lucie Rottner, Diane Tzanos, Éric Moulin et Joel Barrié et tous les autres ...) et aux diverses personnes avec qui j'ai eu la chance d'effectuer des campagnes de mesures. Merci également à tout l'équipe de CTI.

Merci aussi à toutes les personnes que j'ai croisé chez MNPCA : Géraud Momboisse, Céline Klein, Pierre-Étienne Brioulet, Marius Albrand, José Nicolas, Fayçal Lamraoui, ... Merci surtout aux meilleures cobureaux du monde : Cyrielle Denjean et Marine Claeys, la rédaction de ce manuscrit a grandement été facilité par votre présence plus que joyeuse ! Marine, merci pour ton soutien moral systématique, nos très nombreuses discussions derrière nos pcs et de façon générale ta grande amitié durant ces trois années, je ne manquerai surtout pas de venir voir ta progression à l'extrême coinche à la Réunion !

Je remercie bien évidemment toute la team des thésards et assimilés (Pierrick Cebon, Marie Drouard, Hélène Fréville, Benoit Coronel, Jean-Francois Ribaud, Yann Planton, Julien Le bras, Claude Vincent Haeffliger, Adrien Napoly, Maxime Daniel, Simon Edouard, Romarin, Yann Largeyron et Quentin Rodier (Passy 2015 !), Pierre Nabat, Alan Hally, Hélène Dewaele, Jessica Barbier, Margot Bador, Gildas Dayon, Thomas Oudar et tous les autres ...) pour tous les moments magiques passés ensemble et notamment les coinches endiablées et les folles soirées molky à la Daurade qui

finissent inmanquablement avec Adrien aux platines rue des Blanchers !

Je remercie la team des toulousains pour notre amitié et l'innombrable quantité de bons moments qui en sont issus (Deb, Paulin, Anetha, Lambert, Jérôme, Mathieu, Sophie, Nicole, Nicome, Rémi, Thomas, Louloute, JBoule, Ben, Elo, Émeline, Charles, Germain, Mira, Marie et tous les autres ...). Merci aussi aux autres cocos venus me soutenir le jour J (Perraud, Céc, Guilou, Dadouch').

Je remercie fortement la famille Maz's pour leur soutien indéfectible et particulièrement mes parents pour m'avoir grandement appuyée dans mon choix de faire une thèse !

Enfin merci à toi Édouard pour ton support durant ces trois années, tes sourires et ton éternelle bonne humeur qui m'ont aidée à garder la mienne. J'ai hâte de commencer ma prochaine aventure avec toi en Amérique du sud.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>Introduction</b>	<b>1</b>
1.1	Avant-propos . . . . .	1
1.2	Objectif de la thèse et plan du manuscrit . . . . .	4
1.3	Types de brouillard et cycle de vie . . . . .	5
1.4	Les aérosols dans le brouillard et leur impact radiatif . . . . .	9
1.5	Campagnes de mesures du brouillard . . . . .	11
<b>2</b>	<b>Activation des particules d'aérosols en gouttelettes et microphysique des gouttelettes</b>	<b>19</b>
2.1	Aérosols atmosphériques . . . . .	19
2.1.1	Physico-chimie des aérosols . . . . .	20
2.1.2	Paramètres descriptifs . . . . .	22
2.2	Activation des aérosols . . . . .	23
2.2.1	Noyaux de condensation nuageux . . . . .	23
2.2.2	Théorie de Köhler . . . . .	23
2.2.3	Théorie de Kappa-Köhler . . . . .	24
2.3	Modélisation de l'activation des CCN et calcul de la sursaturation . . . . .	25
2.3.1	Modélisation de l'activation des CCN . . . . .	25
2.3.2	Calcul de la sursaturation . . . . .	26
2.4	Évolution de la distribution de gouttelettes . . . . .	30
2.4.1	Croissance des gouttelettes par Condensation/Evaporation . . . . .	30
2.4.2	Entraînement . . . . .	32
2.4.3	Collection ou collision – coalescence . . . . .	33
2.4.4	Sédimentation . . . . .	33
2.5	Conclusion . . . . .	34
<b>3</b>	<b>Étude expérimentale du cycle de vie des brouillards et du processus d'activation</b>	<b>35</b>
3.1	Introduction . . . . .	36
3.2	PréViBoss : Trois hivers de campagne de mesures sur le site du SIRTa . . . . .	36
3.2.1	Le site d'observation du SIRTa . . . . .	37
3.2.2	Instrumentation microphysique . . . . .	39
3.2.3	Définition des grandeurs microphysiques utilisées . . . . .	42
3.2.4	Cas de brouillard durant PréViBoss . . . . .	43
3.3	Validation instrumentale . . . . .	49
3.4	Description microphysique des brouillards au SIRTa . . . . .	51
3.4.1	Préambule . . . . .	51
3.4.2	Description statistique des brouillards au SIRTa . . . . .	52
3.5	Évolution microphysique des brouillards : formation et développement . . . . .	55
3.5.1	Nappes de brouillard . . . . .	55
3.5.2	Nappes de brouillard se développant sur la verticale . . . . .	58

3.6	Évolution microphysique des brouillards développés . . . . .	64
3.6.1	Évolution thermodynamique . . . . .	64
3.6.2	Évolution microphysique par phases . . . . .	68
3.6.3	Processus microphysiques à l'œuvre . . . . .	75
3.6.4	Évolution granulométrique de 1 $\mu\text{m}$ à 50 $\mu\text{m}$ de deux cas de brouillard . . . .	78
3.7	Impact de la microphysique des brouillards sur leur durée de vie . . . . .	83
3.8	Impact du processus d'activation sur la microphysique des brouillards . . . . .	86
3.8.1	Résumé . . . . .	87
3.8.2	Article : Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics . . . .	88
3.9	Conclusion . . . . .	124
<b>4</b>	<b>Utilisation du modèle Més0-NH pour le brouillard</b>	<b>127</b>
4.1	Introduction . . . . .	127
4.2	Le modèle Més0-NH . . . . .	128
4.3	Schéma de surface . . . . .	128
4.4	Schéma de turbulence . . . . .	129
4.5	Schéma microphysique . . . . .	130
4.6	Représentation des distributions d'eau nuageuse et d'eau de pluie . . . . .	137
4.7	Schéma de transfert radiatif . . . . .	139
<b>5</b>	<b>Étude numérique de l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard</b>	<b>141</b>
5.1	Présentation du cas d'étude . . . . .	142
5.1.1	Évolution dynamique et thermodynamique . . . . .	142
5.1.2	Évolution microphysique . . . . .	147
5.2	Présentation et validation de la simulation de référence . . . . .	151
5.2.1	Configuration . . . . .	151
5.2.2	Validation . . . . .	154
5.3	Analyse de la simulation de référence . . . . .	159
5.3.1	Aspects dynamique et thermodynamique - Évolution verticale moyenne . . .	159
5.3.2	Aspects dynamique et thermodynamique - Variabilité horizontale . . . . .	164
5.3.3	Évolution microphysique . . . . .	167
5.4	Tests de sensibilité non microphysiques . . . . .	174
5.4.1	Sensibilité à la surface . . . . .	174
5.4.2	Sensibilité à la barrière d'arbres . . . . .	176
5.4.3	Sensibilité à la résolution effective du modèle . . . . .	182
5.4.4	Sensibilité aux conditions initiales et de forçage . . . . .	184
5.4.5	Conclusion sur les tests de sensibilité non microphysiques . . . . .	189
5.5	Évaluation du schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation . . . . .	192
5.6	Sensibilité au processus d'activation . . . . .	203
5.6.1	Impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard . . . . .	203
5.6.2	Relation entre concentration totale d'aérosols et concentration de gouttelettes	208
5.6.3	Processus microphysiques impliqués . . . . .	209
5.7	Conclusion . . . . .	210
<b>6</b>	<b>Conclusion et perspectives</b>	<b>211</b>
<b>A</b>	<b>Intercomparaison de l'extinction mesurée par le PVM-100, le FM-100 et le DF20+</b>	<b>217</b>
<b>B</b>	<b>Tableau des statistiques sur les distributions de gouttelettes</b>	<b>219</b>

<b>C Microphysique au delà du diamètre critique</b>	<b>223</b>
C.1 Évolution microphysique de deux cas au delà de leur diamètre critique . . . . .	223
C.2 Évolution par phases pour les brouillards au diamètre critique déterminé . . . . .	226
C.3 Processus microphysiques pour les brouillards au diamètre critique déterminé . . . .	226
 <b>Notations</b>	 <b>229</b>
 <b>Acronymes</b>	 <b>233</b>
 <b>Bibliographie</b>	 <b>244</b>
 <b>Abstract</b>	 <b>247</b>
 <b>Résumé</b>	 <b>249</b>



# Table des figures

1.1	Brouillard sur un aéroport . . . . .	2
1.2	Formation du brouillard - un équilibre subtil . . . . .	7
1.3	Phase mature du brouillard . . . . .	8
1.4	Dissipation du brouillard . . . . .	9
1.5	Représentation schématique des effets indirects, directs et semi-directs des aérosols. Extrait de Haywood et Boucher (2000). . . . .	9
1.6	Évolutions des distributions en nombre (en haut) et en masse (en bas) observées par Wendisch et al. (1998). Pour la phase de la formation (à gauche) et la phase de transfert vers le plus gros mode (à droite). Extrait de Wendisch et al. (1998) . . . . .	12
1.7	Exemple de découpage du brouillard en 4 phases, basé sur l'évolution de la visibilité et des paramètres microphysiques, selon Liu et al. (2011) . . . . .	13
2.1	Exemple de distributions lognormales mettant en évidence les modes d'aérosols (en fonction du volume). Extrait de Rangognio et al. (2009). . . . .	20
2.2	Évolution schématique de la sursaturation en vapeur d'eau à la surface d'une particule aqueuse en fonction du diamètre de la particule . . . . .	24
2.3	Courbes de Köhler avec prise en compte de la chimie des aérosols et de leur masse (Extrait de Pruppacher et al. (1998)) . . . . .	25
2.4	Explication schématique du schéma diagnostique pour le calcul de la sursaturation. . . . .	28
2.5	Explication schématique du schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation de Thouron, 2012. . . . .	29
2.6	Modélisation de la condensation dans le schéma diagnostique et le schéma semi-pronostique de Thouron et al. (2012) correspondant à l'équation 2.24. $M_1$ représente le moment d'ordre 1 de la distribution de gouttelettes. $D_c$ représente le diamètre critique humide et $N_{act}$ les particules nouvellement activées. . . . .	29
2.7	Croissance d'une gouttelette isolée par diffusion de vapeur pour un même diamètre initial et deux sursaturations constantes à 0.07% et 0.2%. . . . .	31
2.8	Effet de la condensation sur un spectre de gouttelettes. Extrait de Geoffroy (2007). . . . .	31
2.9	Effet des mélanges homogène et hétérogène sur un spectre de gouttelettes. Extrait de Geoffroy (2007). . . . .	32
3.1	Localisation du site expérimental du SIRTa. . . . .	39
3.2	Localisation des différentes zones de mesures du SIRTa sur le site de l'école polytechnique. . . . .	40
3.3	Instrumentation microphysique in-situ installée sur une tour de 2.5m. . . . .	40
3.4	Photographie d'un FM-100 (a) et d'un WELAS (b). . . . .	41
3.5	Courbe de Mie calculés avec les caractéristiques du FM-100 pour de l'eau. Les classes de diamètre du FM-100 sont marquées par les points bleus. Extrait de Tardif (2007b). . . . .	41
3.6	Profil de rétrodiffusion mesuré par le CL31 sur la journée du 15/11/11. . . . .	46



3.7	Nuages de points des valeurs médianes et des percentiles 5 <sup>th</sup> , 25 <sup>th</sup> , 75 <sup>th</sup> et 95 <sup>th</sup> des minima de visibilité (m) en fonction des durées de vie des brouillards (minutes). Les losanges représentent les valeurs médianes, les triangles les percentiles 25 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> . Les traits pleins joignent les percentiles 5 <sup>th</sup> aux percentiles 95 <sup>th</sup> . En noir sont représentées les statistiques sur tous les épisodes de brouillard, en rouge seulement des brouillards radiatifs et en bleu seulement des brouillards issus d'un affaissement de stratus. Les losanges gris représentent les minima de visibilité et la durée de vie correspondant à chaque épisode. . . . .	46
3.8	Quatre différentes distributions de particules observées au SIRTa de 1 $\mu\text{m}$ à 50 $\mu\text{m}$ ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) représentant des moyennes sur la durée de vie de quatre épisodes distincts. . . . .	51
3.9	Évolution temporelle de $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) et $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) à 1 s (en gris) et à 1 minute (en noir) entre 2 $\mu\text{m}$ et 50 $\mu\text{m}$ de 0500 UTC à 1100 UTC le 19/11/10 (F3). . . . .	53
3.10	Distribution des percentiles 25 <sup>th</sup> , 50 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> pour LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) et $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a) et $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) et $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) (b). En rouge, les brouillards RAD, en bleu, les STL. Les losanges vides représentent les nappes de brouillards et les pleins les brouillards développés à un mode de gouttelettes, les ronds représentent les brouillards développés à deux modes de gouttelettes. 42 cas de brouillard. . . . .	54
3.11	Distribution des percentiles 25 <sup>th</sup> , 50 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> pour $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) et $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ). Les couleurs des points indiquent leur contenu en eau liquide. Les ronds représentent les brouillards à deux modes, les losanges vides représentent les brouillards à 1 mode, et les symboles creux, les nappes de brouillards. . . . .	55
3.12	Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température ( $^{\circ}\text{C}$ ) et de la température du point de rosée ( $^{\circ}\text{C}$ ) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m et de la vitesse (m/s) (en noir) et de la direction du vent ( $^{\circ}$ ) (en gris) à 10 m pour l'épisode de la nuit du 19-20/11/10 (F12). . . . .	56
3.13	Évolution temporelle de $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) et $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) à 1 s (en gris) et à 1 minute (en noir) entre 2 $\mu\text{m}$ et 50 $\mu\text{m}$ de 2200 UTC à 0900 UTC le 19-20/11/10 (F12). . . . .	57
3.14	Distribution granulométrique d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) le 20/11/10 (F12), toutes les 5 minutes pour le WELAS [1-10] $\mu\text{m}$ et 1 minute pour le FM-100 [2-50] $\mu\text{m}$ . Les couleurs sont relatives au temps, elles vont du bleu au violet à un intervalle de 1 minute. De 0040 UTC à 0100 UTC (a) et de 0225 UTC à 0325 UTC (b). . . . .	58
3.15	Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température ( $^{\circ}\text{C}$ ) à 10 m, de la vitesse (m/s) (en noir) et direction du vent ( $^{\circ}$ ) (en gris) à 10 m le 16-17/11/10 (F2). . . . .	59
3.16	Évolution temporelle de la visibilité (m) et de $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ), $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) et LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ), à 1 s en couleur et à 1 min en noir, du FM-100 entre 2 $\mu\text{m}$ et 50 $\mu\text{m}$ de 2200 UTC à 0000 UTC le 16/11/10 (F3). . . . .	60
3.17	Distribution granulométrique d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ), de 2200 UTC à 0000 UTC le 16/11/10 (F3), toutes les 5 minutes pour le WELAS [1-10] $\mu\text{m}$ et 1 minute pour le FM-100 [0-50] $\mu\text{m}$ . Le rouge symbolise la nappe de brouillard (du rouge foncé au rouge clair, en temps) et le vert le brouillard développé (du plus foncé vers le plus clair, en temps). . . . .	61
3.18	Evolution de la visibilité (m) à 18m en bleu et à 3m en noir, du vent (vitesse (m/s) et direction ( $^{\circ}$ )) et de la distribution de particules d'aérosols hydratés et de de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ), toutes les 5 minutes, lors du développement vertical (début ligne verticale rouge et fin ligne verticale verte) et évolutions de la concentration de particules ( $\text{cm}^{-3}$ ) durant cette période, pour les cas F5 (a,d), F15 (b,e) et F22 (c,f). . . . .	63
3.19	Distribution des percentiles 25 <sup>th</sup> , 50 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> pour $D_{\text{eff}}$ ( $\mu\text{m}$ ) et $N_{\text{FM}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ). Les couleurs des points indiquent leur contenu en eau liquide. F9, correspond au cercle rouge et jaune à l'intérieur et F32 au cercle rouge et marron à l'intérieur. Les ronds représentent les brouillards à deux modes, les losanges vides représentent les brouillards à 1 mode, et les symboles creux, les nappes de brouillards. . . . .	65

3.20	Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m, de la vitesse (m/s) et direction du vent (°) à 10m de 1200 UTC le 15/11/11 jusqu'à 1700 UTC le 16/11/11 (F9). . . . .	66
3.21	Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m de la vitesse (m/s) et direction du vent (°) à 10m de 1200 UTC le 21/11/12 jusqu'à 1200 UTC le 22/11/12 (F32). . . . .	67
3.22	Heure d'occurrence du minimum de visibilité en fonction de celle du minimum de température, pour les 42 épisodes (a) et du minimum de flux infrarouge montant, pour 34 épisodes (b) (pas de mesures de LWU pour 8 épisodes). Les losanges vides représentent les nappes de brouillard. . . . .	68
3.23	Évolution temporelle de la visibilité (m) et de $N_{FM}$ ( $cm^{-3}$ ), LWC ( $g.m^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5 <sup>th</sup> à 95 <sup>th</sup> par pas de 10 <sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules et du diamètre médian (en gras) ( $Dm_{FM}$ ) ( $\mu m$ ), à 5 minutes, entre 2 $\mu m$ et 50 $\mu m$ de 0000 UTC à 1400 UTC le 16/11/11 (F9). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. . . . .	70
3.24	Évolution temporelle de la visibilité (m), de $N_{FM}$ ( $cm^{-3}$ ), LWC ( $g.m^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5 <sup>th</sup> à 95 <sup>th</sup> par pas de 10 <sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules et le diamètre médian (en gras) ( $Dm_{FM}$ ) ( $\mu m$ ), à 5 minutes, entre 2 $\mu m$ et 50 $\mu m$ de 0200 UTC à 1000 UTC le 22/11/12 (F32). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. . . . .	71
3.25	Quartiles des distributions de pente ( $y=ax+b$ ) d'évolution temporelle de $N_d$ ( $aN$ ) ( $cm^{-3}.h^{-1}$ ), LWC ( $aL$ ) ( $g.m^{-3}.h^{-1}$ ), $D_{eff}$ ( $aD$ ) ( $\mu m.h^{-1}$ ) et de la température à 2m ( $aT$ ) ( $^{\circ}C.h^{-1}$ ) par phases (1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ième</sup> quartiles représentés par des croix et 2 <sup>ième</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issus d'un affaissement de stratus (stl) des brouillards radiatifs développés (rad & dev) ainsi que ceux à 1 mode de ceux à 2 modes de gouttelettes. Les 42 épisodes sont représentés. . . . .	73
3.26	Quartiles de la distribution de durée de vie des phases (1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ième</sup> quartiles, représentés par des croix et 2 <sup>ième</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issues d'un affaissement de stratus (STL) des radiatifs développés et les brouillards (rad & dev) ainsi que ceux à 1 modes de ceux à 2 modes de gouttelettes. La légende correspond à celle de la figure 3.25. Les 42 épisodes sont représentés. . . . .	75
3.27	Évolution de la concentration de gouttelettes ( $cm^{-3}$ ) en fonction du LWC ( $g.m^{-3}$ ) au cours du temps (toutes les 5 minutes), Phase 1 : rouge, Phase 2 : vert, Phase 3 : jaune et Phase 4 : bleu. F9 (a) et F32 (b). . . . .	77
3.28	Pente de $LWC = aN_d$ en fonction du coefficient de corrélation entre ces deux grandeurs pour les 42 épisodes. Les couleurs indiquent le diamètre effectif. Les brouillards à 2 modes sont représentés par des ronds, les nappes par des losanges vides et les brouillards développés à 1 mode par des losanges pleins. A titre d'indication, F32 est représenté par le cercle gris et le rond vert et F9 par le cercle gris et le losange rouge. Les statistiques médianes ainsi que les percentiles 25 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> sont figurées respectivement par un carré et des croix. . . . .	78
3.29	Distributions granulométriques d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $cm^{-3}.\mu m^{-1}$ ) [1-50] $\mu m$ par phase pour F9 (16/11/11). Les phases 1 et 4 sont élargies de 30min pour lesquelles ( $Visi > 1000m$ ) afin de mieux observer leur formation et dissipation. Les couleurs symbolisent l'évolution temporelle : elles vont du rouge, à l'orange, au jaune, au vert, au bleu et finalement au violet. On aperçoit clairement l'évolution de ce gradient de couleur durant la phase 1. . .	80

3.30	Distributions granulométriques d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ) [1-50] $\mu\text{m}$ par phases pour F32 (22/11/12). Les phases 1 et 4 sont élargies de 30min pour lesquelles ( $\text{Visi} > 1000\text{m}$ ) afin de mieux observer leur formation et dissipation. Les couleurs symbolisent l'évolution temporelle : elles vont du rouge, à l'orange, au jaune, au vert, au bleu et finalement au violet. On aperçoit clairement l'évolution de ce gradient de couleur durant la phase 1. . . . .	82
3.31	Durée de vie des épisodes en fonction des quartiles de $N_d$ , LWC et $D_{\text{eff}}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) par épisode (1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ème</sup> quartiles, représentés par des croix et 2 <sup>ème</sup> quartile par un losange). Les brouillards diurnes sont en orange et les « autres » en noir. Le contour est bleu (marron) pour les brouillards avec présence de nuages haut (vent fort ou tournant). Les losanges vides représentent les nappes de brouillard. L'échantillon total contient 42 épisodes. . . . .	84
3.32	(a) Durée de vie des brouillards « diurnes » en fonction des quartiles de $N_d$ , les couleurs indiquent le contenu en eau liquide ( $L$ ( $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ )). (b) Durée de vie des brouillards « autres » en fonction des quartiles du LWC, les couleurs indiquent le diamètre effectif ( $D$ ( $\mu\text{m}$ )). Les losanges représentent les brouillards qui se dissipent en stratus et les ronds ceux qui se dissipent entièrement. Les symboles vides représentent les nappes de brouillards. . . . .	85
3.33	(a) Durée de vie des brouillards « diurnes » en fonction des quartiles de $N_d$ . (b) Durée de vie des brouillards « autres » en fonction des quartiles de LWC. Pour les RAD (rouge) et les STL (bleu). Les losanges représentent les brouillards qui se dissipent en stratus et les ronds ceux qui se dissipent entièrement. Les symboles vides représentent les nappes de brouillards. . . . .	86
4.1	Concept de la LES et mécanismes énergétiques associés à la théorie de Kolmogorov (1942). Adapté de Darbieu (2015). . . . .	130
4.2	Dépendance du spectre d'activation à la distribution d'aérosols pour une masse d'air continentale, figure tirée de Cohard et al. (2000c). . . . .	133
4.3	Dépendance du spectre d'activation à la solubilité de la population d'aérosols. . . . .	133
4.4	Distribution d'aérosols hydratés et de gouttelettes, brouillard du 15/11/11, distribution moyennée sur la période [0400-0500] UTC. . . . .	138
4.5	Ecart-type des erreurs relatives effectuées sur les moments d'ordre 1, 2 et 5 fonction de $\nu$ pour $\alpha = 1$ à gauche et $\alpha = 3$ à droite, sur l'échantillon des 24 cas de brouillards (1018 spectres). . . . .	138
4.6	Représentation de plusieurs distributions dimensionnelles pour la loi gamma pour plusieurs valeurs de $\nu$ et $\alpha$ pour le brouillard du 15/11/11, distribution moyennée sur la période [0400-0500] UTC. . . . .	139
5.1	Séries temporelles du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC de la visibilité (m) à 3 m et 18 m, du rayonnement ( $\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$ ) infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) et solaire montant (SWU) et descendant (SWD) ainsi que des vitesses et direction du vent horizontal à 10 m. La formation et la dissipation du brouillard sont marquées par deux barres verticales. . . . .	143
5.2	Evolution temporelle du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC de l'humidité (%) et de la température ( $^{\circ}$ ) (thermomètre sec et mouillé) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m. La formation et la dissipation du brouillard sont marquées par deux barres verticales. . . . .	144
5.3	Carte Google Map en relief du sud-ouest de Paris. Le SIRTa et le centre Météo-France de Trappes, d'où sont lâchés les radiosondages bijournaliers, sont signalés par des croix oranges. . . . .	145
5.4	Profils de température ( $^{\circ}\text{C}$ ), de rapport de mélange de la vapeur ( $\text{kg}/\text{kg}$ ) et de vitesse du vent ( $\text{m}/\text{s}$ ) issus des radiosondages effectués à Trappes le 14-11-11 à 2320 UTC (traits pleins) et le 15-11-11 à 1125 UTC (pointillés). . . . .	146
5.5	Evolution temporelle du $\text{CT}^2$ mesurée par le sodar. Extrait de Stolaki et al. (2015). . . . .	146
5.6	Évolutions temporelles du contenu en eau liquide ( $\text{g}/\text{m}^{-3}$ ), de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ), et du diamètre des particules ( $\mu\text{m}$ ) exprimé en percentiles (5 <sup>th</sup> , 15 <sup>th</sup> , 25 <sup>th</sup> , 35 <sup>th</sup> , 45 <sup>th</sup> , 50 <sup>th</sup> , 55 <sup>th</sup> , 65 <sup>th</sup> , 75 <sup>th</sup> , 85 <sup>th</sup> et 95 <sup>th</sup> ), mesurées par le FM-100 au delà du diamètre critique pour le brouillard du 15/11/11. Le trait plein représente les valeurs médianes. . . . .	148

5.7	Évolution temporelle de la concentration d'aérosols ( $\text{cm}^{-3}$ ) de 10.6 nm à 496 nm, en trait plein et de 400 nm à 496 nm, en tirets, mesurée par le SMPS du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC. Les barres verticales représentent les heures de formation et dissipation du brouillard. . . . .	149
5.8	Distribution dimensionnelle des particules d'aérosols durant l'heure avant la formation du brouillard et approximation du mode d'accumulation par une loi log-normale. En noir, la distribution mesurée par le SMPS, le trait plein représente la valeur médiane et les tirets les percentiles 25 et 75. En bleu, l'approximation par une loi log-normale. . . . .	150
5.9	Récapitulatif des paramètres dynamiques, thermodynamiques et microphysiques observés durant le cycle de vie du brouillard du 15 novembre 2011 (la ligne bleue matérialise la formation du brouillard au sol, et la ligne rouge sa dissipation). . . . .	150
5.10	Site du SIRTa et carte de l'École Polytechnique. Les couleurs correspondent à différents types de terrain (forêt, champ d'herbe, bâtiments...). Le point rouge localisé sur le champ d'herbe représente le site du SIRTa. La zone où a été prise la photo est représentée par un rectangle noir. Figure extraite de Fesquet (2008). . . . .	151
5.11	Représentation schématique de la surface modélisée dans Méso-NH et du sous-domaine utilisé pour l'analyse des données moyennées sur la surface horizontale (coteur bleu). . . . .	152
5.12	Profil d'humidité (%) et de température ( $^{\circ}\text{C}$ ) mesurés à Trappes (en bleu) et au SIRTa (en noir) et radiosondage utilisé à l'initialisation de Méso-NH (en rouge). . . . .	153
5.13	a : Spectre d'activation mesuré par le CCNC entre 0130 UTC et 0230 UTC le 15/11/11 pour les sursaturations supérieures à 0.1 % et spectre d'activation calculé pour les sursaturations inférieures à 0.1 %. En noir, les mesures du CCNC l'heure avant la formation du brouillard, en gris, le calcul de condensation de CCN pour les sursaturations inférieures à 0.1 %, en rouge le spectre d'activation approximé selon la paramétrisation de Cohard et al. (2000c). b : Comparaison entre les caractéristiques de la lognormale approximée selon le spectre d'activation (en rouge), la lognormale approximée sur le mode d'accumulation (en bleu) et la distribution dimensionnelle d'aérosols mesurée (en noir). . . . .	154
5.14	Séries temporelles de température ( $^{\circ}\text{C}$ ) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées (pointillés). La simulation est initialisée à 2320 UTC le 14/11/2011 et correspond à la simulation de référence. . . . .	156
5.15	Séries temporelles des flux radiatifs à 1m (en $\text{W.m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b), observés (traits pleins) et simulés (pointillés). La simulation est initialisée à 2320 UTC le 14/11/2011 et correspond à la simulation de référence. . . . .	157
5.16	Séries temporelles de vent à 10m (m/s) (a) et de TKE à 10m et 30m ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )(b), observées (traits pleins) et simulées (pointillés) par la simulation de référence. . . . .	158
5.17	Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de température potentielle (K) (a), de vent zonale (m/s) (b), de refroidissement radiatif (K/h) (en noir, l'isoline 0) (c), de vitesse verticale ascendante (m/s) (d) et de contenu en eau liquide (g/kg) (e) pour la simulation de référence. . . . .	160
5.18	Profils verticaux à l'emplacement du SIRTa horaires à 0020 UTC, 0120 UTC, 0220 UTC, 0320 UTC, 0420 UTC, 0620 UTC, 0820 UTC et 1020 UTC de température ( $^{\circ}\text{C}$ ) en trait plein et de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) en pointillés pour la simulation de référence. . . . .	161
5.19	Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de TKE résolue ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (a), de TKE sous maille ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (b), de production dynamique de TKE sous-maille (c) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (d) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation de référence. . . . .	162
5.20	Coupes verticales à 0220 UTC de température potentielle (K) (a), de contenu en eau liquide (g/kg) (b) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) avec superposition des flèches de vent (c). Coupe horizontale à 0220 UTC de module de vent à 10m (m/s) (d), pour la simulation de référence. . . . .	165

5.21	(a) Coupe horizontale à 0420 UTC à 155m du contenu en eau liquide (g/kg) avec superposition des vecteurs vents (m/s). (b) Coupe verticale à 0420 UTC à y=750m du contenu en eau liquide (g/kg) (b). . . . .	165
5.22	Coupes verticales à 0620 (en haut) et 0820 UTC (en bas) de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (à gauche) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) avec superposition des flèches de vent (à droite). 166	
5.23	Coupes horizontales à 2m à 0804 UTC de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (b) avec superposition des flèches de vent . . . . .	167
5.24	Evolution temporelle de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g}/\text{m}^{-3}$ ) (b) et des distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}, \mu\text{m}^{-1}$ ) (c), à 3m, à différents temps indiqués par des lignes colorées (0250 UTC, 0600 UTC et 0800 UTC). Les résultats de simulations sont en pointillés et les observations en traits pleins. . . . .	168
5.25	Evolution temporelle du LWP (en $\text{g}/\text{m}^2$ ) mesuré et simulé . . . . .	169
5.26	Evolution temporelle des profils verticaux moyens, sur le domaine bleu, du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a), du nombre d'aérosols activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) (b) et de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (c) pour la simulation de référence. . . . .	170
5.27	Coupe verticale à 0235 UTC des vitesses verticales (m/s) (a), de la concentration d'aérosols activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) (b). En (c) coupe horizontale à 30 m de la vitesse verticale (en ms/s, en couleur) avec la superposition de la concentration d'aérosols activés, représentée par des isolignes noires. 171	
5.28	Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a) et de la concentration d'aérosols activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) (b) moyennés sur le domaine bleu, pour le test de sensibilité consistant à imposer une vitesse verticale pour le calcul de la sursaturation maximale égale à 0.01m/s. 172	
5.29	Coupe horizontale à 30m du champ de vitesses verticales (m/s) à 0235 UTC (a) et 0236 UTC (b). Deux structures sont suivies (rond noir), la position des structures de 0235 UTC est en gris à 0236 UTC. . . . .	172
5.30	Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyennée sur le domaine bleu, pour les simulations : Tsm (a), Tsp (b), Trpm (c), Trpp (d), HUm (e), HUp (f), HUrpm (g) et HUrpp (h). . . . .	176
5.31	Contenu en eau liquide (g/kg) moyenné sur le domaine bleu, pour les expériences Sa (a), SaSr (b), Cdm (c), Cdp (d) et REF (e). . . . .	177
5.32	Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de refroidissement radiatif (K/h) (en noir, l'isoline 0) (a), de vitesse verticale ascendante (m/s) (b), de TKE résolue ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (c), de TKE sous maille ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (d), de production dynamique de TKE sous-maille (e) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (f) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation Sa. . . . .	179
5.33	Coupes verticales de température potentielle (en K) à 0120 UTC, pour les expériences Sa (a), SaSr (b), et à 0220 UTC pour Cdm (c), Cdp (d) et REF (e). L'isoline représente la hauteur du brouillard, et les vecteurs vent sont superposés. . . . .	180
5.34	Evolution temporelle de la température potentielle (en K) pour les simulations Sa (a) et SaSr (b). . . . .	181
5.35	Evolution temporelle de la concentration d'aérosols activés (en $\text{cm}^{-3}$ ) pour les simulations REF (a), Sa (b) et SaSr (c). . . . .	181
5.36	Spectres d'énergie sur la vitesse verticale (en $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) dans le brouillard à 0220 (a) et 0420 UTC (b) pour les simulations REF, WENO3 et WENO5. Les pentes en -3 et en -5/3 sont superposées en pointillés. . . . .	183
5.37	Module de vent (en m/s) à 10m à 0220 UTC pour les expériences WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). Pour des questions de coût numérique, la simulation 2m est réalisée sur 10h au lieu de 12h. . . . .	184
5.38	Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyen des simulations WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). La période de tracé s'étire de 23h20 UTC à 12h20 UTC en a,b et c, et de 23h20 UTC à 10h20 UTC en d. . . . .	185

5.39	Coupe verticale de 0 à 50m à 0220UTC de la température potentielle (K) avec superposition des vecteurs vent, pour les simulations WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). L'isoligne représente la hauteur du brouillard. . . . .	186
5.40	Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyennée sur le domaine bleu, HUM (a), HUp(b), Tm(c), Tp(d), NOc(e) et REF(h). . . . .	187
5.41	Profils verticaux à l'emplacement du SIRTÀ à 0220 UTC de température potentielle (K) et TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) pour REF (bleu), Vgm (orange), Vgp (rouge), Tm (bleu clair) et Tp (vert). . . . .	187
5.42	Evolution temporelle du contenu moyen en eau liquide (g/kg) pour les simulations Vgm (a), Vgp (b), Vfm (c), Vfp (d). . . . .	188
5.43	Evolution temporelle de production dynamique de TKE sous-maille (a) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (f) (en $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation Vgp . . . . .	189
5.44	Séries temporelles de température moyenne ( $^{\circ}\text{C}$ ) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées par NEWA (pointillés). . . . .	193
5.45	Séries temporelles de température moyenne ( $^{\circ}\text{C}$ ) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées par PROGNOS (tirets). . . . .	194
5.46	Séries temporelles des moyenne des flux radiatifs à 10m (en $\text{W.m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b), observées (traits pleins) et simulés par NEWA (pointillés) et PROGNOS (tirets). . . . .	195
5.47	Séries temporelles de moyenne de vent à 10m (m/s) (a) et de TKE à 10m et 30m ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )(b), observées (traits pleins), NEWA (pointillés) et PROGNOS (tirets). . . . .	196
5.48	Evolution temporelle moyenne de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g/m}^{-3}$ ) (b) et distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) à 0600 UTC (c), à 3m. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de NEWA en bleu et ceux de PROGNOS en rouge. . . . .	197
5.49	Evolution temporelle du LWP ( $\text{g/m}^2$ ). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de NEWA en bleu et ceux de PROGNOS en rouge. . . . .	198
5.50	Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) pour NEWA (a) et PROGNOS (b) et de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) pour NEWA (c) et PROGNOS (d), de 2320 UTC à 1220 UTC, moyennée sur le domaine bleu. . . . .	199
5.51	Coupe verticale de vitesses verticales (m/s) (a) de la sursaturation (%) (b), de la concentration d'aérosols activés (c) et du refroidissement radiatif (K/h) (d) à 0420 UTC pour PROGNOS. . . . .	201
5.52	Coupe verticale de vitesses verticales (m/s) (a) de la sursaturation (%) (b), de la concentration d'aérosols activés (c) et du refroidissement radiatif (K/h) (d) à 0520 UTC pour PROGNOS. . . . .	202
5.53	Spectre d'activation initial pour les simulations PROGNOS (en rouge), $N_4$ (en bleu clair) et $N_{32}$ (en bleu foncé). . . . .	203
5.54	Evolution temporelle de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g/m}^{-3}$ ) (b) et des distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) (c), à 3m, à 0600 UTC. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de $N_4$ en bleu clair et ceux de $N_{32}$ en bleu foncé. . . . .	204
5.55	Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) pour PROGNOS (a), $N_4$ (c) et $N_{32}$ (e) et de concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) pour PROGNOS (b), $N_4$ (d) et $N_{32}$ (f), de 2320 UTC à 1220 UTC, moyennés sur le domaine bleu. . . . .	205
5.56	Evolution temporelle du LWP ( $\text{g/m}^2$ ). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de $N_4$ en bleu clair et ceux de $N_{32}$ en bleu foncé. . . . .	206
5.57	Séries temporelles des flux radiatifs à 1m (en $\text{W.m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de $N_4$ en bleu clair et ceux de $N_{32}$ en bleu foncé. . . . .	207

5.58	Représentation à 3m du pourcentage maxiamle d'aérosols activés (a) et de la sursatura- tion maximale (b) en fonction de la concentration d'aérosols totale, déduite des simulations PROGNOS, $N_{1.5}$ ( $N=1345 \text{ cm}^{-3}$ ), $N_4$ et $N_{32}$ . . . . .	208
5.59	Évolution à 3m de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) en fonction du LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) au cours du temps. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de $N_{1.5}$ en vert, ceux de $N_4$ en bleu clair et ceux de $N_{32}$ en bleu foncé. L'évolution temporelle est dans le sens des plus faibles concentrations au début du brouillard.	209
A.1	Saison 2010-2011, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente $y=ax$ . . .	217
A.2	Saison 2011-2012, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente $y=ax$ . . .	218
A.3	Saison 2012-2013, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente $y=ax$ . . .	218
C.1	Évolution temporelle de la visibilité (m) et de $N_{FM}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5 <sup>th</sup> à 95 <sup>th</sup> par pas de 10 <sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules, du diamètre médian (pointillé gras) ( $D_{mFM}$ ) et du diamètre effectif (en gras) ( $\mu\text{m}$ ) pour des diamètres supérieurs au diamètre critique et jusqu'à 50 $\mu\text{m}$ , à 5 minutes, de 0000 UTC à 1400 UTC le 16/11/11 (F9). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. Les courbes noires représentent les droites $y = at + b$ pour les différentes grandeurs. . . . .	224
C.2	Évolution temporelle de la visibilité (m) et de $N_{FM}$ ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5 <sup>th</sup> à 95 <sup>th</sup> par pas de 10 <sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules, du diamètre médian (pointillé gras) ( $D_{mFM}$ ) et du diamètre effectif (en gras) ( $\mu\text{m}$ ) pour des diamètres supérieurs au diamètre critique et jusqu'à 50 $\mu\text{m}$ , à 5 minutes, de 0200 UTC à 1000 UTC le 22/11/12 (F32). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. Les courbes noires représentent les droites $y = at + b$ pour les différentes grandeurs. . . . .	225
C.3	Quartiles des distributions de pente ( $y=ax+b$ ) d'évolution temporelle de $N_d$ (aN) ( $\text{cm}^{-3}.\text{h}^{-1}$ ), LWC (aL) ( $\text{g.m}^{-3}.\text{h}^{-1}$ ), $D_{eff}$ (aD) ( $\mu\text{m}.\text{h}^{-1}$ ) et de la température à 2m (aT) ( $^{\circ}\text{C}.\text{h}^{-1}$ ) par phases (1 <sup>er</sup> et 3 <sup>ième</sup> quartiles représentés par des croix et 2 <sup>ième</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issus d'un affaissement de stratus (stl) des brouillards radiatifs développés (rad & dev) ainsi que ceux à 1 modes de ceux à 2 modes de gouttelettes. Les grandeurs microphysiques sont considérée au dessus du diamètre critique propre à chacun des 23 épisodes représentés. . . . .	226
C.4	Pente de $LWC = aN_d$ en fonction du coefficient de corrélation entre ces deux grandeurs pour les 42 épisodes. Les couleurs indiquent le diamètre effectif. Les brouillards à 2 modes sont représentés par des ronds, les nappes par des losanges vides et les brouillards développés à 1 mode par des losanges pleins. Les statistiques médianes ainsi que les percentiles 25 <sup>th</sup> et 75 <sup>th</sup> sont figurées respectivement par un carré et des croix. Les grandeurs microphysiques sont considérée au dessus du diamètre critique propre à chacun des 23 épisodes représentés. . . .	227

# Liste des tableaux

1.1	Grandeurs microphysiques mesurées sur les gammes de diamètre [2-50] $\mu\text{m}$ pour différentes campagnes de mesure. $N_{\text{modes}}$ représente le nombre de modes et $D_{\text{modes}}$ les diamètres modales correspondants. . . . .	15
2.1	Paramètres de distributions lognormales proposés par Jaenicke (1993) pour 4 environnements caractéristiques . . . . .	21
3.1	Instrumentation déployée sur le SIRTa durant PréviBoss et utilisés durant cette étude en zone 1 . . . . .	38
3.2	Épisodes de brouillard durant la saison 2010-2011, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d'advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l'heure de formation du brouillard. . . . .	47
3.3	Épisodes de brouillard durant la saison 2011-2012, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d'advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l'heure de formation du brouillard. . . . .	48
3.4	Épisodes de brouillard durant la saison 2012-2013, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d'advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l'heure de formation du brouillard. . . . .	49
3.5	Coefficients de corrélation et pentes pour l'intercomparaison de l'extinction entre le FM-100, le PVM-100 et le DF20+. . . . .	50
3.6	Horaires des phases pour F9 et F32 et valeur de la visibilité atteinte à la fin de chaque phase (entre parenthèse, en mètres). . . . .	69
3.7	Valeurs médianes des distributions de pente (aN, aL, aD et aT) des 4 phases pour les 42 épisodes. . . . .	74
5.1	Noms des simulations relatives aux tests de sensibilité. . . . .	175
5.2	Heure de formation et de dissipation des brouillards pour les différentes simulations et valeurs maximales du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes à 3m. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à $rc=0.1\text{mg/kg}$ . $H_0$ représente l'altitude moyenne du brouillard, $H_{\text{max}}$ l'altitude moyenne du contenu en eau liquide maximal à 0720 UTC $x=400\text{m}$ (SIRTa) et $H_{\text{LWP,max}}$ l'heure du maximum de LWP. Pour $V_{\text{gp}}$ et $T_p$ , les heures de formation et de dissipation de la nappe de brouillard sont entre parenthèses et stl signifie qu'ils se sont initialement formés en tant que stratus. . . . .	192



5.3	Horaires des phases de formation, mature et de dissipation de NEWA et PROGNOS. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à $rc=0.1\text{mg/kg}$ à 3 m. . . . .	197
5.4	Heure de formation et de dissipation des brouillards pour PROGNOS, $N_4$ et $N_{32}$ et valeurs maximales du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes à 3m. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à $rc=0.1\text{mg/kg}$ . $H_0$ représente l'altitude moyenne du brouillard à 0720 UTC, $H_{\text{max}}$ l'altitude moyenne du contenu en eau liquide maximal à 0720 UTC $x=400\text{m}$ (SIRTA) et $H_{\text{LWP,max}}$ l'heure du maximum de LWP. . . . .	208
B.1	Percentiles 25, 50 et 75 sur toute la durée de vie des épisodes, de la concentration de particules, du LWC et du $D_{\text{eff}}$ mesurés par le FM-100 sur la classe de diamètre $[2-50]\mu\text{m}$ . . . . .	222

---

# Chapitre 1

## Introduction

### Sommaire

1.1	Avant-propos . . . . .	1
1.2	Objectif de la thèse et plan du manuscrit . . . . .	4
1.3	Types de brouillard et cycle de vie . . . . .	5
1.4	Les aérosols dans le brouillard et leur impact radiatif . . . . .	9
1.5	Campagnes de mesures du brouillard . . . . .	11

### 1.1 Avant-propos

Le brouillard est défini par la National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA) comme étant une composition de très fines gouttelettes en suspension dans l'air provoquant une réduction de la visibilité à des valeurs inférieures à 1 km (Fig. 1.1). Ce phénomène est responsable de fortes perturbations dans le domaine des transports. Elles provoquent de fréquents accidents routiers et une perturbation du trafic aérien. En situation de brouillard ou de nuages bas sur un aéroport, les procédures LVE (Low Visibility Event, visibilité inférieure à 600m et/ou plafond inférieur à 60m) imposent une augmentation des distances de sécurité entre avions conduisant à une diminution de la fréquence d'atterrissage et de décollage. Cela induit des retards de vol, des surconsommations de carburant mais peut aussi paralyser les aéroports (durant 4 jours à Londres Heathrow en 2006). Selon Gultepe et al. (2009), les pertes économiques et humaines générées par les brouillards sont comparables à celles des tornades et tempêtes. En France, Météo-France comptabilise une occurrence moyenne de 39 jours de brouillard par an à Roissy (calculée sur la période 1981-2010). Même si Vautard et al. (2009) montrent une réduction apparente du nombre de brouillards sur l'Europe ces dernières années, le nombre de jours par an de brume<sup>1</sup> ou de brouillard est en moyenne de 50.

Une prévision précise de la localisation des épisodes de brouillard, de l'heure d'apparition, de la baisse de visibilité induite ainsi que de l'heure de dissipation est nécessaire à l'optimisation du trafic en termes sécuritaires et économiques. Toutefois malgré des moyens numériques de plus en plus puissants, leur prévision reste difficile. Les brouillards sont des phénomènes météorologiques complexes qui mettent en œuvre des processus de fine échelle verticalement et horizontalement et l'interaction subtile entre processus radiatifs, dynamiques, turbulents et microphysiques qui les régit peut conduire à des cycles de vie très différents. Si les situations favorables à l'apparition du brouillard sont bien connues (Taylor, 1917; Roach et al., 1976), les modèles opérationnels ne sont pas capables de rendre compte de cette interaction précisément. Dès lors, une meilleure compréhension des différents processus gouvernant le cycle de vie du brouillard et de leurs interactions est

1. On parle de brume lorsque les valeurs de la visibilité sont comprises entre 1 km et 5 km.

nécessaire à la modélisation physique du brouillard et ainsi à sa prévision.



FIGURE 1.1 – Brouillard sur un aéroport

L'utilisation de modèles 1-D pour la recherche a permis de mieux comprendre le brouillard et ses processus. Ils ont mis en avant les rôles clés du refroidissement radiatif, du mélange turbulent, de la sédimentation et de la surface ainsi que des phénomènes d'advection au travers de différents forçages (Brown et Roach, 1976; Musson-Genon, 1987; Duynkerke, 1991; Bergot et Guedalia, 1994). Ils font toutefois l'hypothèse forte d'une homogénéité horizontale impactant le calcul des flux de surface et des forçages externes (Gultepe et al., 2007b). Les modèles 3-D permettent de combler ces faiblesses et en mode dit LES (pour Large Eddy Simulation en anglais ou simulation des grands tourbillons en français), ils résolvent explicitement les plus gros tourbillons de la turbulence et sont de fait plus adaptés à l'exploration des interactions physiques complexes du brouillard. Mais leur coût numérique est un frein à leur utilisation car des résolutions horizontales de l'ordre du mètre sont nécessaires pour résoudre l'essentiel de ces tourbillons (Beare et Macvean, 2004). Il en est de même pour leur résolution verticale car la forte stratification verticale des situations de brouillard impose une résolution verticale métrique (Tardif, 2007a). Cependant, leur utilisation en recherche sur des domaines de faible extension spatiale s'avère très utile à la compréhension physique du brouillard (Nakanishi, 2000; Porson et al., 2011; Bergot, 2013).

Bien que l'exploitation de modèle 1-D puis LES ait permis une meilleure représentation de la physique du brouillard, leur cycle de vie reste difficile à appréhender. Si la formation du brouillard semble être dictée par des processus essentiellement thermodynamiques et turbulents, cela n'est pas une évidence pour son développement et sa dissipation. Ainsi, selon Menut et al. (2014), les grandeurs clés à la prévision de la formation du brouillard radiatif sont la température et l'humidité relative à 2 m, la vitesse du vent à 10m ainsi que le flux net infrarouge. Cependant, Bergot (2015b) a montré, à travers des simulations LES, que l'un des paramètres majeurs contrôlant la dissipation du brouillard est la hauteur de la couche de brouillard, par sa capacité à transmettre le rayonnement solaire au sol. Or, la hauteur du brouillard est influencée par les distributions de gouttelettes via la sédimentation et les interactions du brouillard avec le rayonnement solaire sont liées aux composantes du brouillard que sont les gouttelettes d'eau.

La microphysique du brouillard concerne les gouttelettes et les particules d'aérosol servant de noyaux de condensation pour les gouttelettes. Les études de Bott et al. (1990), Bott et Trautmann (2002), Zhang et al. (2014) et Stolaki et al. (2015) confirment, grâce à des modèles 1-D et des schémas microphysiques complexes, l'impact des propriétés des aérosols sur le cycle de vie des brouillards à travers la sédimentation et les interactions avec le rayonnement. La microphysique semble donc

jouer un rôle notable sur le cycle de vie du brouillard. En outre, les études numériques de strato-cumulus (Geoffroy, 2007; Sandu et al., 2008) démontrent le fort impact de la microphysique sur le cycle de vie de ce type de nuage dont les caractéristiques sont proches de celles des brouillards. Ils montrent d'autre part que l'évolution de la microphysique est fortement liée aux autres processus physiques.

Toutefois, si les modèles 1D déterminent un lien fort entre microphysique et cycle de vie du brouillard, les concentrations de gouttelettes et les contenus en eau liquide calculées par ces schémas microphysiques ou celles fixées dans les modèles sont plus élevées que la plupart des observations faites au sol. Les modèles représentent des concentrations de gouttelettes comprises entre  $100 \text{ cm}^{-3}$  et  $800 \text{ cm}^{-3}$  pour un contenu en eau liquide compris entre  $0.1 \text{ g.m}^{-3}$  et  $0.6 \text{ g.m}^{-3}$  (Bott et al., 1990; Duynkerke, 1991; Bott et Trautmann, 2002; Porson et al., 2011; Bergot, 2013; Zhang et al., 2014; Stolaki et al., 2015), alors que les observations au sol rendent compte de concentrations de gouttelettes comprises entre  $10 \text{ cm}^{-3}$  et  $300 \text{ cm}^{-3}$  et entre  $0.001 \text{ g.m}^{-3}$  et  $0.4 \text{ g.m}^{-3}$  pour le contenu en eau liquide (Meyer et al., 1980; Gerber, 1991; Wendisch et al., 1998; Garcia-Garcia et al., 2002; Gultepe et al., 2007b; Niu et al., 2010; Price, 2011; Gonser et al., 2012; Lu et al., 2013; Zhao et al., 2013). Une meilleure représentation de la microphysique des brouillards par les modèles et tout particulièrement du processus d'activation, qui détermine la concentration d'aérosols activés en gouttelettes, apparaît ainsi nécessaire pour approfondir l'étude de l'impact de la microphysique sur le cycle de vie du brouillard.

De plus, les interactions fortes entre microphysique et mouvements turbulents, analysées à partir d'observations de Choularton et al. (1981) et Gerber (1991) sur le brouillard, ne peuvent être étudiées avec les modèles 1-D alors qu'elles pourraient modifier l'activation des aérosols en gouttelettes nuageuses. Grâce à l'utilisation de modèles 3-D en mode LES, Nakanishi (2000) et Bergot (2013) ont pu mettre en évidence les structures turbulentes spécifiques au brouillard. Cependant ils n'ont pas utilisé de schéma microphysique complexe pour analyser l'interaction avec la microphysique. Il est à ce stade important de noter que la turbulence en couche stable, essentielle à l'apparition de la quasi-totalité des types de brouillard est encore mal comprise et requiert encore des études approfondies (Duynkerke, 1991; Jiménez et Cuxart, 2005; Zhou et Ferrier, 2008; Porson et al., 2011).

L'utilisation de simulations LES devrait ainsi permettre de représenter finement l'activation par les tourbillons turbulents ce qui n'est pas possible avec des simulations 1D. Pour cela, une paramétrisation réaliste du processus d'activation est essentiel, ce qui nécessite une compréhension fine de ce processus.

Le processus d'activation rend compte de la formation des gouttelettes d'eau par nucléation hétérogène sur certaines particules d'aérosols appelées les noyaux de condensation nuageux (ou CCN, acronyme anglais de Cloud Condensation Nuclei) (Pruppacher et al., 1998). Ce processus décrit par la théorie de Köhler (1936) traduit la compétition entre deux effets opposés. Le premier rend compte de la solubilité de certaines particules d'aérosols capables de grossir par absorption d'eau dans des atmosphères sous-saturées et sursaturées en vapeur d'eau. Le second rend compte de la croissance de gouttelettes d'eau par condensation en atmosphère sursaturée en vapeur d'eau afin de diminuer leur énergie surfacique, ce qui tend à faire baisser la sursaturation en vapeur d'eau. Cette compétition fait apparaître un maximum pour la sursaturation lorsque celle-ci est exprimée en fonction du diamètre des particules humides. Ce maximum doit être inférieur à la sursaturation ambiante de l'atmosphère pour qu'une population de CCN soit activée en gouttelettes. Une population de CCN est d'ailleurs représentée par un spectre d'activation qui relie la concentration de particules activées à la sursaturation ambiante.

La valeur de la sursaturation ambiante est une grandeur primordiale pour la représentation du

processus d'activation. Pour résoudre explicitement l'équation d'évolution de la sursaturation, des pas de temps de l'ordre de la milliseconde seraient nécessaires, ce qui impose donc une paramétrisation de la sursaturation. Un diagnostic du maximum de sursaturation ambiante peut-être effectué si il est assuré qu'il soit atteint (Twomey, 1959; Ghana et al., 1995; Cohard et al., 1998). Toutefois selon Thouron et al. (2012), cette hypothèse ne permet pas de représentation réaliste lorsque la durée de vie des ascendances est trop courte pour atteindre la sursaturation maximum et lorsque la maille contient déjà des gouttelettes, puisqu'il n'est alors pas assuré que le maximum diagnostiqué soit atteint dans les mailles. De plus, lorsque la résolution verticale est supérieure à 50 m, l'activation ne se produira pas dans les bons niveaux. Si cette dernière limitation est acceptable pour les nuages convectifs, elle ne l'est pas pour les brouillards. Thouron et al. (2012) ont ainsi développé un schéma permettant de considérer la vraie sursaturation modélisée de chaque maille pour l'activation. Ce schéma a les avantages de considérer l'eau liquide déjà condensée dans la maille et de ne pas faire d'hypothèse sur la durée de vie des ascendances pour le calcul de la sursaturation mais aussi de représenter l'activation par des processus non uniquement liés aux vitesses verticales. Selon les mêmes auteurs, la nécessité d'une haute résolution verticale pour la simulation du brouillard, afin de résoudre explicitement les plus gros tourbillons de la turbulence, empêche l'utilisation de schéma diagnostiquant le maximum de sursaturation. De plus, contrairement aux nuages convectifs, il n'est pas assuré que la durée de vie des structures turbulentes dans le brouillard soit suffisamment longue pour que la sursaturation maximum soit atteinte.

Le nouveau schéma semi-pronostique pour la sursaturation de Thouron et al. (2012), adapté aux fines échelles spatiales et temporelles, a permis une modélisation plus réaliste des stratocumulus. Son utilisation pour la simulation du brouillard devrait permettre une meilleure représentation des grandeurs microphysiques. Cette condition est essentielle pour améliorer le réalisme des simulations de brouillard et progresser sur notre compréhension des mécanismes mis en jeu. En effet, de nombreuses campagnes d'observations du brouillard ont mis en évidence une forte variabilité des propriétés microphysique ainsi que de leur évolution au cours du cycle de vie et les processus responsables sont mal quantifiés.

## 1.2 Objectif de la thèse et plan du manuscrit

L'objectif de cette thèse est l'étude de l'impact du processus d'activation sur la microphysique des brouillards et sur leur cycle de vie. Les interactions des processus microphysiques avec le brouillard sont, en effet, mal comprises et assez sommairement représentées par les modèles opérationnels.

L'enjeu est de caractériser le rôle du processus d'activation sur la physique du brouillard et sur son évolution. In fine, il s'agit de mieux appréhender les interactions au sein du brouillard qui mènent à des structures de brouillard et des cycles de vie différents. Le but est de déterminer quels impacts ont les particules d'aérosols servant de CCN sur la durée de vie du brouillard.

Cette problématique contient plusieurs questions :

- Quelles sont les grandeurs caractéristiques de concentrations de gouttelettes et de contenu en eau liquide dans le brouillard ?
- Quels sont les facteurs déterminant la microstructure du brouillard à sa formation ? En d'autres termes, quels sont les facteurs dominants du processus d'activation ?
- Une fois activées, comment évoluent les distributions de gouttelettes dans le brouillard ?
- De quelle façon la microphysique influence le cycle de vie du brouillard ?
- Peut-on numériquement représenter une concentration d'aérosols activés réaliste ?
- Peut-on numériquement reproduire le cycle de vie du brouillard ?
- Est-il réaliste de fixer une concentration de gouttelettes dans les modèles ?

Afin de répondre au mieux à ces questions, cette thèse comporte deux axes. Le premier est l'étude expérimentale de la microphysique des brouillards échantillonnés durant trois hivers de mesures sur le site du SIRTÀ à Palaiseau. Le second est la modélisation numérique réalisée au moyen de LES avec Méso-NH, sur un cas observé au SIRTÀ, en utilisant un schéma à deux moments pour la microphysique (contenu en eau liquide et concentration de gouttelettes) et en testant un nouveau schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation.

Dans la première partie de ce manuscrit, un état de l'art des connaissances sur les aérosols et sur la théorie de l'activation est dressé ainsi que sur les différents processus physiques régissant l'évolution des distributions de gouttelettes. Les différents schémas employés pour le calcul de la sursaturation dans les modèles numériques sont alors présentés.

La deuxième partie porte sur la campagne de mesures PréViBoss réalisée durant les trois hivers de 2010 à 2013 au SIRTÀ. L'instrumentation de mesure microphysique déployée est d'abord présentée. Puis dans une première sous-partie, l'évolution temporelle des distributions granulométriques de gouttelettes dans le brouillard est analysée sur l'ensemble de la campagne. Il s'agit de caractériser les processus physiques régissant leur évolution, pour in fine évaluer l'impact qu'ont les différentes distributions de gouttelettes sur le cycle de vie du brouillard. Dans une seconde sous-partie, l'activation des aérosols en gouttelettes est étudiée à partir des mesures. L'objectif est de comprendre quels sont les facteurs déterminants la distribution granulométrique de gouttelettes à la formation du brouillard. Cela suppose d'identifier séparément les particules d'aérosols hydratés et les gouttelettes d'eau dans les mesures, pour que les grandeurs caractéristiques du processus d'activation puissent être déterminées.

La troisième partie présente le modèle numérique Méso-NH, son utilisation en mode LES et les paramétrisations principales pour la simulation numérique du brouillard ainsi que leur adaptation au brouillard.

Dans la quatrième partie, un cas de brouillard observé durant la campagne de mesures PréViBoss au SIRTÀ est simulé avec Méso-NH et comparé aux observations. Une première sous-partie présente des études de sensibilité non microphysique permettant de mieux analyser les processus dynamiques et thermodynamiques durant le cycle de vie, mettant ainsi en perspective l'impact de la microphysique sur le cycle de vie du brouillard. Dans une seconde sous-partie, les apports du nouveau schéma de calcul de la sursaturation de Thouron et al. (2012) sur la représentation microphysique du brouillard sont discutés. Une étude de sensibilité est alors menée sur l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard. Enfin le rôle du processus d'activation sur la durée de vie du brouillard est considéré en regard des autres processus non microphysiques.

Dans la dernière partie, les résultats sont résumés, l'impact des particules d'aérosols sur la durée de vie du brouillard est discuté et les perspectives de ce travail sont présentées.

Avant d'aborder la première partie pour bien conceptualiser la problématique, une description des différents types de brouillard et du cycle de vie du brouillard radiatif est effectuée et, les effets radiatif des aérosols dans le brouillard sont développés et enfin, les diverses campagnes de mesures du brouillard et leur principaux résultats sont présentés.

## 1.3 Types de brouillard et cycle de vie

Plusieurs types de brouillard peuvent être rencontrés. Tardif et Rasmussen (2007) en ont dressé une classification, basée sur des observations synoptiques récoltées durant 20 ans dans la région de

New-York. Les types de brouillards diffèrent selon les processus menant à leur formation :

- Brouillards dûs à un affaissement de stratus : ils se forment lorsque la base d'un stratus touche le sol, l'affaissement de la base étant consécutif à un refroidissement sous la base du nuage causé par l'évaporation de gouttelettes ayant sédimentées (Dupont et al., 2012)
- Brouillards d'advection dûs au passage d'une masse d'air humide sur une surface froide
- Brouillards de précipitation dûs à l'évaporation de la pluie
- Brouillards d'évaporation dûs à l'évaporation d'une couche d'eau sur le sol (rosée)
- Brouillards radiatifs dûs à un refroidissement radiatif nocturne du sol

Ce dernier type de brouillard est celui sur lequel notre étude porte principalement. Il correspond au type dominant sur les surfaces continentales (Bergot, 2013). Il se forme en conditions anticycloniques, par vent faible et ciel dégagé pour une forte humidité en basses couches. Son occurrence est donc principalement nocturne et hivernale. De nombreuses études ont été menées sur ce type de brouillard, elles sont conduites à partir d'observations issues de campagnes de mesures ou bien au moyen de simulations numériques (Roach et al., 1976; Brown et Roach, 1976; Guedalia et Bergot, 1994; Nakanishi, 2000; Bergot, 2013).

Son cycle de vie est généralement ordonné en 3 phases : la phase d'initiation, la phase mature et la phase de dissipation. Ce découpage est basé sur l'évolution de la turbulence (Nakanishi, 2000).

### Phase de formation

La première phase, dite de formation, correspond à un refroidissement radiatif du sol, lorsque la surface rayonne plus de chaleur qu'elle n'en reçoit de l'atmosphère, ce qui provoque une inversion de température en basses couches lorsque le vent est faible. Si le point de saturation est atteint au sol, il y a formation de rosée et si le refroidissement du sol se propage aux niveaux supérieurs, il y a formation de gouttelettes d'eau par condensation. La formation du brouillard est d'une part fortement liée à la capacité du sol à se refroidir et d'autre part à l'intensité de la turbulence.

La couche nocturne étant stable, la turbulence est essentiellement d'origine dynamique due au cisaillement du vent. Une faible turbulence est nécessaire pour que le refroidissement radiatif se propage verticalement, comme l'ont montré Rodhe (1962) et Duynkerke (1991). Toutefois si la turbulence est trop faible, la saturation, qui ne peut pas se diffuser sur la verticale, se traduit par un dépôt de rosée important. Au contraire, une turbulence trop forte diminue le taux de refroidissement de la surface en augmentant le mélange (Roach et al., 1976; Bergot et Guedalia, 1994) (Fig. 1.2). Cependant, une turbulence plus forte n'empêchant pas la formation du brouillard permet un développement plus rapide de celui-ci. Des nappes de brouillard peuvent ainsi se former pour des niveaux intermédiaires de turbulence.

Le type de turbulence peut être représenté par le nombre de Richardson ( $Ri$ ), qui quantifie le rapport entre turbulence d'origine thermique (flottabilité) et turbulence d'origine dynamique (cisaillement de vent). Les valeurs de  $Ri$  sont comprises entre 0.1 et 10. En dessous de 1 : le fluide est turbulent, en deçà du nombre de Richardson critique de 0.25, la turbulence est bidimensionnelle alors qu'entre 0.25 et 1, elle est tridimensionnelle. La présence d'ondes de Kelvin-Helmoltz dans la couche de brouillard lors de sa formation, mise en évidence par Nakanishi (2000); Bergot (2013), suppose un nombre de  $Ri$  inférieur au  $Ric$ . Mais des hétérogénéités de surface peuvent perturber le signal de ces ondes (Bergot et al., 2015a).

La fin de la période de formation correspond à une augmentation de la turbulence, associée à une turbulence tridimensionnelle dans la couche de brouillard, et bidimensionnelle à son sommet.

L'équilibre entre processus radiatif et turbulent est primordial lors de la phase de formation du brouillard radiatif. La surface, par sa température, sa capacité à favoriser ou non le dépôt de rosée (végétation) et par sa capacité à se refroidir (conductibilité thermique qui dépend du type de sol



et du contenu en eau), est un élément clé pour la formation du brouillard. Un dépôt de rosée trop important peut assécher les couches de surface et inhiber la formation du brouillard.

La présence de nuages peut également être un frein au refroidissement radiatif mais inversement elle peut aussi limiter la stabilité thermique et permettre au brouillard de se développer (Price, 2011).

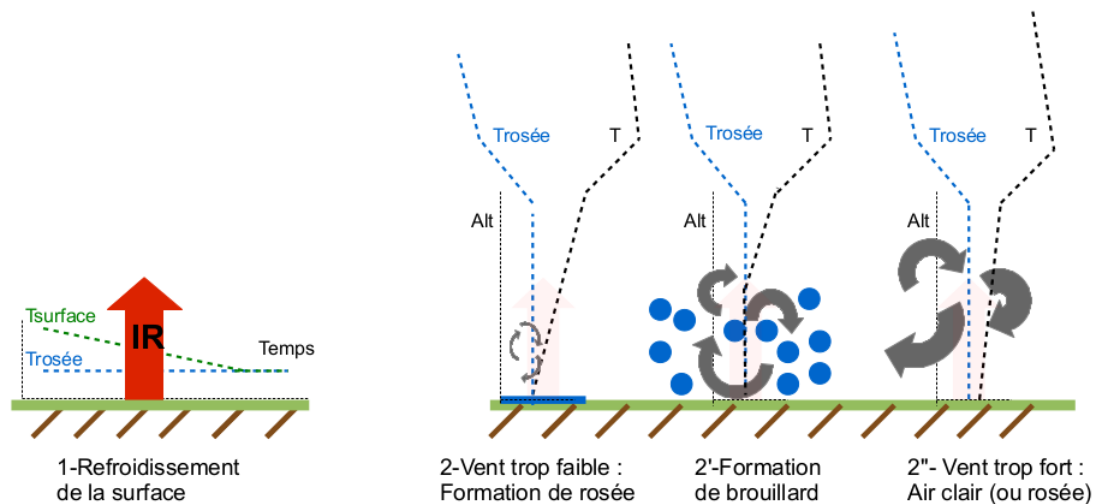


FIGURE 1.2 – Formation du brouillard - un équilibre subtil

### Phase mature

En se développant verticalement, le brouillard atteint sa phase mature (Fig. 1.3). Le sommet de la couche de brouillard devient le siège principal des processus qui pilotent l'évolution du brouillard, avec le refroidissement radiatif et l'entraînement avec l'air des couches supérieures. La couche de surface passe d'un état stable à un état neutre ou légèrement instable (Price, 2011). Une convection froide se met en place : en effet, le sommet du brouillard se refroidit par rayonnement infrarouge et par évaporation. Une couche plus froide se forme et plonge vers le sol par gravité, entraînant un brassage de la parcelle condensée. De l'air plus sec, provenant du dessus du brouillard, peut alors être entraîné dans le brouillard. Les simulations numériques de Roach et al. (1976) ont permis de mettre en évidence la prédominance du refroidissement radiatif sur le réchauffement par libération de chaleur latente dû à la condensation. Le rayonnement infrarouge émis par la surface est renvoyé en partie par la couche de brouillard, ce qui provoque un arrêt du refroidissement des basses couches (Price, 2011). Les gouttelettes sont formées au sommet de la couche de brouillard, et sont ensuite propagées aux couches inférieures par diffusion turbulente et sédimentation (Klemm et Wrzesinsky, 2007; Degefe et al., 2014). Bergot (2013) et Bergot et al. (2015a) énoncent qu'une fois la dynamique interne du brouillard mise en place, son cycle de vie est contrôlé par son sommet.

Toutefois, à ces mouvements verticaux peuvent s'ajouter des mouvements horizontaux dus à des processus de méso-échelle, des advections d'humidité ou de chaleur pouvant modifier le développement du brouillard.

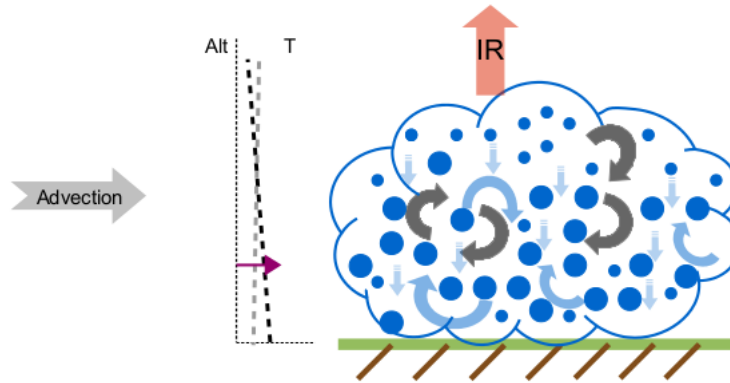


FIGURE 1.3 – Phase mature du brouillard

### Phase de dissipation

La dissipation intervient lorsque la turbulence dépasse un seuil critique (Zhou et Ferrier, 2008). Cela peut être dû à une augmentation du vent, qui mélange l'air saturé du brouillard avec celui plus sec situé au dessus de la couche d'inversion, ou à un réchauffement de la surface par le rayonnement solaire.

Au lever du soleil, le rayonnement solaire influence de deux façons le cycle de vie du brouillard : par le réchauffement de la couche de brouillard et par le réchauffement du sol. Le rayonnement solaire est en partie réfléchi par le brouillard, dont l'albédo<sup>2</sup> est élevé, est en partie absorbé, ce qui provoque un lent réchauffement de la couche de brouillard, et est en partie transmis au sol. Le sol se réchauffe par l'absorption du rayonnement solaire, ce qui provoque un réchauffement progressif des plus basses couches du brouillard. Ceci rend l'atmosphère légèrement instable et augmente la turbulence, ce qui accélère l'évaporation par le bas du brouillard. L'intensité de ce réchauffement dépend du type de surface et de la turbulence (de la même façon que pour le refroidissement à la formation), mais aussi du contenu en eau du brouillard. Plus le contenu en eau est important, plus le brouillard absorbe la chaleur. La rosée ou la sédimentation peuvent retarder la dissipation du brouillard après le lever du soleil. En effet, leur évaporation due au chauffage radiatif alimente le brouillard en vapeur d'eau et maintient un refroidissement, ce qui peut maintenir sa sursaturation et retarder l'évaporation des gouttelettes. Mais la sédimentation peut également accélérer la dissipation en vidant le brouillard de son eau.

Le brouillard s'évapore par le bas, il peut ensuite s'élever en stratus ou se dissiper entièrement. La présence d'une couche nuageuse au dessus du brouillard peut également conduire à sa dissipation en renvoyant le rayonnement infrarouge émis par le sommet du brouillard (Fig. 1.4).

On note que les études radar et satellite menées par Uematsu et al. (2005) et Kurita et al. (1990) rapportent l'apparition de rouleaux au sommet du brouillard lors de la phase de dissipation. Cela pourrait correspondre aux instabilités de Kelvin-Helmoltz dues à un fort cisaillement de vent, modélisées au sommet du brouillard lors de sa dissipation par Bergot (2013) et Nakanishi (2000). Selon ces auteurs, dans la couche de brouillard, les structures sont plutôt de type cellules. Toth et al. (2010), par des observations radars, avancent l'idée que le brouillard peut aussi se dissiper sur ses côtés par mélange avec de l'air environnant non saturé.

Dans cette étude, nous nous intéresserons également au brouillard né d'un affaissement de

2. L'albédo représente le pouvoir réfléchissant d'une surface, soit le rapport de l'énergie lumineuse réfléchie sur l'énergie lumineuse incidente.

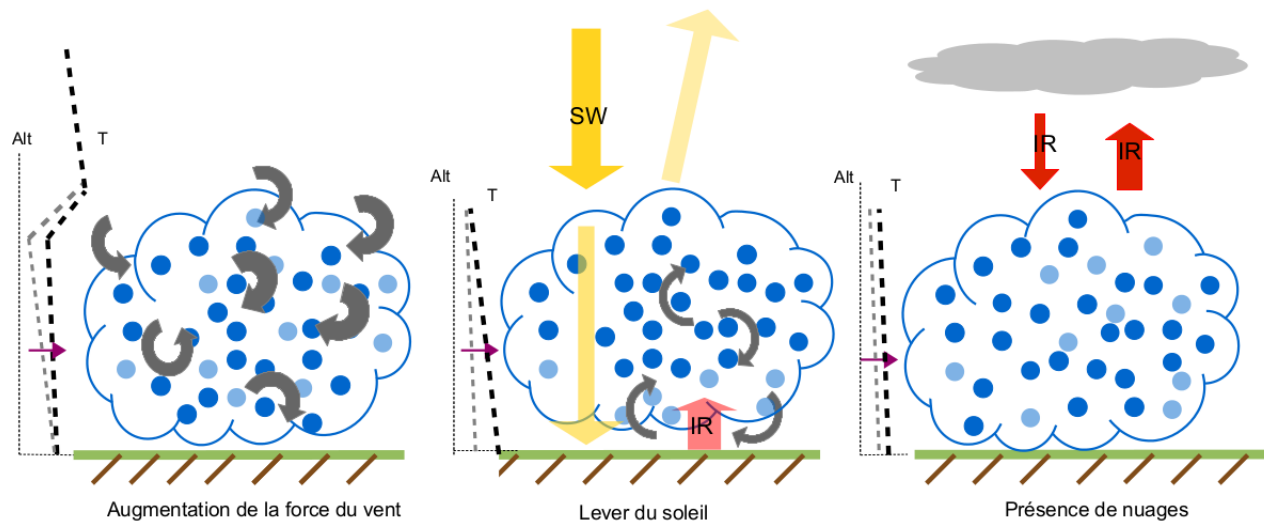


FIGURE 1.4 – Dissipation du brouillard

stratus. Si le refroidissement radiatif et la subsidence de grande échelle jouent un rôle majeur dans la transition stratus-brouillard (Koraćin et al., 2001), Telford et Chai (1984) ont montré que les processus microphysiques et l'entraînement au sommet ont également un rôle fort. En effet, ce sont les gouttelettes d'eau ou la bruine<sup>3</sup> qui, en chutant sous la base du stratus, s'évaporent, refroidissent et humidifient la couche entre la surface et la base du stratus, ce qui favorise la formation de nouvelles gouttelettes.

## 1.4 Les aérosols dans le brouillard et leur impact radiatif

Les effets radiatifs des aérosols dans le brouillard peuvent être directs, indirects et semi-directs. Ils sont schématisés sur la figure 1.5.

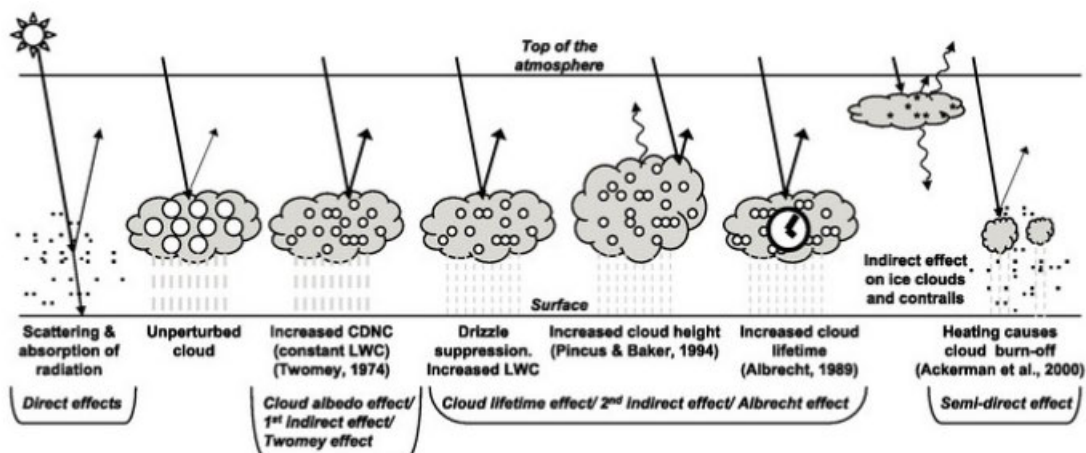


FIGURE 1.5 – Représentation schématique des effets indirects, directs et semi-directs des aérosols. Extrait de Haywood et Boucher (2000).

3. Précipitations dont le diamètre n'excède pas 0.5 mm.

Les effets directs et semi-directs des aérosols sur les brouillards ont été étudiés par Bott (1991) à l'aide de simulations numériques. Ils montrent que les aérosols urbains contenant des suies, en absorbant fortement le rayonnement solaire, augmentent le refroidissement de la surface et accélèrent la formation du brouillard, c'est l'effet direct des aérosols. Puis ces mêmes aérosols activés en gouttelettes absorbent de façon plus importante le rayonnement solaire ce qui favorise la dissipation du brouillard, c'est l'effet semi-direct des aérosols. La nature chimique des noyaux de condensation contenus dans les gouttelettes et dans l'atmosphère impacte donc la quantité d'énergie absorbée par les gouttelettes, ce qui influence l'heure de dissipation du brouillard.

Le premier effet indirect des aérosols sur le brouillard a été étudié expérimentalement par Hudson (1980) sur la côte ouest des USA, soumise à des masses d'air d'origines différentes. Il montre que les brouillards se formant dans des masses d'air maritime comportent peu de gouttelettes mais présentent de gros diamètres, alors que ceux se formant sur des masses d'air continentale ou urbaine contiennent plus de gouttelettes mais de plus petites dimensions. Il y a deux raisons qui expliquent les caractéristiques observées par Hudson (1980).

La première est que la concentration d'aérosols dans les masses d'air d'origine océanique est plus faible que dans les masses d'air d'origine continentale ou polluée. Il en est donc de même pour la concentration d'aérosols pouvant agir en tant que CCN et, à maximum de sursaturation constant, l'activation est plus importante dans une masse d'air continentale. Une augmentation de la concentration d'aérosols mène ainsi à une augmentation de la concentration de gouttelettes mais à une diminution de leur diamètre pour un contenu en eau liquide constant. Toutefois, Bott (1991), par le moyen de simulation numérique, montre que plus la concentration d'aérosols est forte plus la sursaturation est faible dans le brouillard, ce qui mène à des effets contraires à ceux observés par Hudson (1980). En effet, les plus faibles concentrations de gouttelettes, formées dans les cas de faible concentration totale en aérosols, ont des diamètres plus importants et sédimentent donc plus, elles ne sont alors plus en mesure d'absorber l'excès de vapeur d'eau.

La seconde est liée à la physico-chimie des aérosols : les aérosols d'origine océanique sont plus hydrophiles que les aérosols d'origine continentale et urbaine, et sont de dimension supérieure donc de surface plus importante. Ainsi, ils captent de l'eau plus rapidement, ce qui contribue à faire baisser la sursaturation ambiante en vapeur d'eau, et donc le maximum de sursaturation, et freine alors l'activation de nouvelles particules d'aérosols en gouttelettes d'eau.

Le premier effet indirect traduit aussi les interactions complexes du rayonnement solaire avec le brouillard. Elles dépendent au premier ordre de l'épaisseur optique du brouillard qui est définie par la fraction de rayonnement diffusée et absorbée par celui-ci. Cette épaisseur optique est une fonction croissante de la hauteur du brouillard, de la concentration de gouttelettes et de leur rayon effectif<sup>4</sup>. Plus l'épaisseur optique est importante, plus l'absorption et la diffusion de rayonnement solaire par le brouillard est conséquente et donc plus la fraction du rayonnement solaire à atteindre la surface est faible. La couche de brouillard est donc réchauffée et la surface refroidie (si son albédo n'est pas proche de 1). Or une surface refroidie émet moins de chaleur sous forme de rayonnement infrarouge et réchauffe moins le brouillard par le bas.

Au premier ordre, l'épaisseur optique est régie par la concentration de gouttelettes, cette dépendance est proche de l'exponentielle (Pincus et Baker, 1994). Ainsi, une augmentation de la concentration de gouttelettes amène à un chauffage plus intense du brouillard par le rayonnement solaire (plus fort en haut qu'en bas) mais moins intense par le rayonnement infrarouge (plus fort en bas qu'en haut).

Le second effet indirect concerne l'impact de la microphysique des nuages sur leur durée de vie à travers la sédimentation des gouttelettes ou des gouttes d'eau. Plus les gouttelettes ont un diamètre important plus leur vitesse de chute est importante (loi de Stokes) et donc la sédimentation est forte, ce qui contribue à vider le brouillard de son eau et accélérerait sa dissipation selon Zhang

4. Le rayon effectif représente le rayon d'une population de gouttelettes prépondérante sur le plan radiatif.

et al. (2014); Stolaki et al. (2015).

Pour conclure sur les effets indirects, à condition thermodynamique équivalente, les particules d'aérosols, par leur chimie et leur distribution granulométrique, régissent la distribution de gouttelettes. Un brouillard comportant des gouttelettes de gros diamètre (donc de concentration faible) est plus vidé de son eau liquide par la sédimentation et est plus réchauffé par le rayonnement infrarouge de la surface. Sa durée de vie serait donc plus courte que pour un nuage avec une forte concentration de gouttelettes. Cependant les recherches de Sandu et al. (2008) sur les stratocumulus marins montrent que dans certaines conditions, ces effets indirects peuvent engendrer des rétroactions qui induisent une plus grande durée de vie pour les nuages à faibles concentrations de gouttelettes (sur l'épaisseur du nuage, sur le chauffage par le rayonnement solaire, sur l'entraînement, ...).

In fine, à travers les simulations numériques, il s'agit de quantifier quel est l'impact de ce second effet indirect sur le brouillard.

## 1.5 Campagnes de mesures du brouillard

Les propriétés microphysiques des brouillards sont très distinctes des autres types de nuages. Pour un nuage de type convectif, le refroidissement à l'origine de la sursaturation est de l'ordre de 0.5 à 3 K/min alors qu'il est de l'ordre du K/h pour un brouillard à sa formation (Brown et Roach, 1976; Bergot et Guedalia, 1994). De plus, le brouillard se forme dans la couche limite au contact de la surface, là où les concentrations en aérosols sont les plus élevées.

De nombreuses campagnes de mesures ont été menées, afin de caractériser les propriétés microphysiques des brouillards et d'analyser les processus qui affectent l'évolution des distributions de gouttelettes et, pouvoir in-fine comprendre leur impact sur le cycle du vie du brouillard. Un des objectifs de ces campagnes est de mieux paramétrer le calcul de la visibilité (Pinnick et al., 1978; Kunkel, 1984; Gultepe et al., 2007b). La diminution de visibilité dans le brouillard est due à l'activation des particules d'aérosols qui en formant des gouttelettes, augmente la surface d'interaction avec le rayonnement visible. Dans le paragraphe qui suit, les principales campagnes de mesure et leurs résultats sont présentés.

La campagne de mesure CHEMDROP effectuée dans la vallée du Pô en novembre 1994, avait notamment pour objectif de déterminer le lien entre dimension des gouttelettes et chimie des aérosols. Dans ce contexte, Wendisch et al. (1998) ont exploité des données de granulométrie des gouttelettes, mesurées avec un PMS-FSSP-100 (qu'on notera par la suite FSSP) sur la gamme [2-50]  $\mu\text{m}$ , au niveau du sol. Les épisodes de brouillard échantillonnés étaient caractérisés par de faibles contenus en eau liquide et de faibles concentrations de gouttelettes, mais des diamètres importants. Des distributions bi-modales de gouttelettes y ont souvent été observées. Comme le montre la figure 1.6, Wendisch et al. (1998) observent deux phases dans l'évolution temporelle de la distribution des gouttelettes : la première correspond à une croissance de deux modes pour la distribution dimensionnelle des gouttelettes et la seconde correspond à une croissance massive du second mode de gouttelettes aux dépens du premier.

Au Mexique, sur le site de la Sierra Madre Oriental, Garcia-Garcia et al. (2002) ont mesuré les propriétés microphysiques du brouillard, durant les saisons hivernales de 1991 à 1993. En utilisant un FSSP et un PMS-OPA-2DC (ce dernier échantillonne les hydrométéores entre 60 et 640  $\mu\text{m}$ ), ils ont pu explorer la microphysique du brouillard à très fine échelle et en étudier les homogénéités horizontales sur des résolutions allant de la centaine de mètres à la dizaine de centimètres. Leurs résultats montrent de faibles variations horizontales. Mais, ils observent un élargissement du spectre de gouttelettes vers les grands diamètres, là où les concentrations de gouttelettes sont les plus faibles.

La campagne de mesures FRAM (For Remote sensing And Modeling), a eu lieu durant les hivers

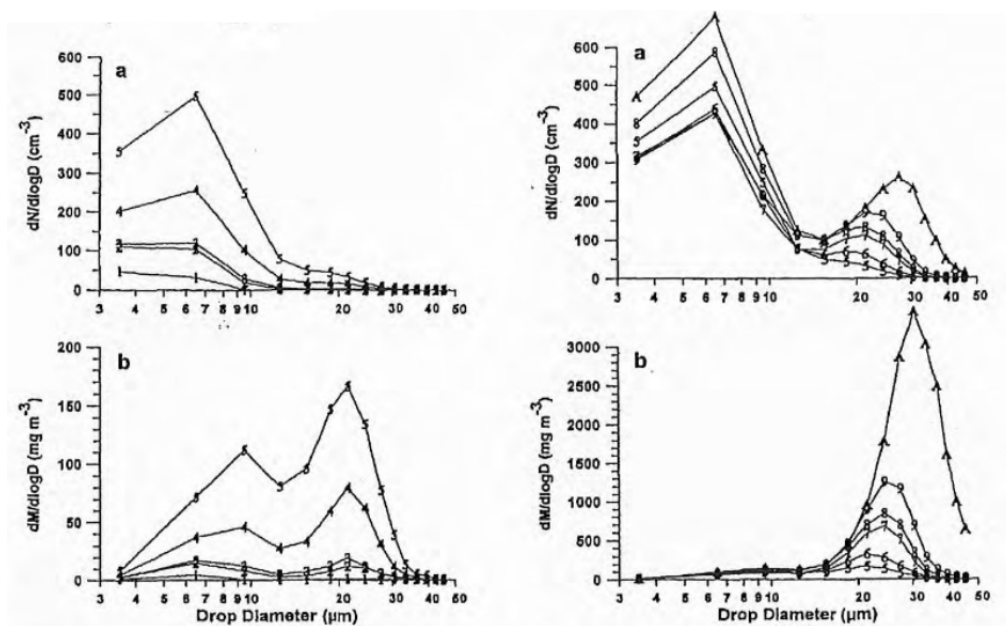


FIGURE 1.6 – Évolutions des distributions en nombre (en haut) et en masse (en bas) observées par Wendisch et al. (1998). Pour la phase de la formation (à gauche) et la phase de transfert vers le plus gros mode (à droite). Extrait de Wendisch et al. (1998)

2005 et 2006 à Toronto, et a notamment permis d'étudier la relation entre visibilité et microphysique. Un FMD, installé sur une tour de 10m, a échantillonné les hydrométéores entre 2 et 50 μm. Gultepe et Milbrandt (2007a) montrent que la concentration de gouttelettes, en plus du contenu en eau liquide, doit être prise en compte pour calculer la visibilité. En effet, pour un même contenu en eau liquide, la concentration de gouttelettes mesurée varie de quelques gouttelettes à quelques centaines. Ils observent, comme Wendisch et al. (1998), des spectres de gouttelettes bi-modaux et associent le second mode à un mode de bruine.

Lu et al. (2013) ont échantillonné la microphysique du brouillard, durant l'hiver 2007, à Nanjing en Chine. Le site de mesure choisi avait la particularité d'être entouré par de multiples sources de pollution. La distribution de gouttelettes a été mesurée avec un FM-100. Ils étudient spécifiquement la variabilité et les relations entre différents paramètres microphysiques (le contenu en eau liquide, la concentration, le rayon moyen et l'écart-type de la distribution de gouttelettes) afin d'en dégager les processus physiques à l'œuvre dans le brouillard. Leurs résultats révèlent que ces paramètres exhibent des corrélations positives les uns avec les autres. Selon eux, ces corrélations positives montrent que le processus d'activation et la condensation qui s'ensuit sont les processus dominants pour l'évolution du brouillard. Les études de Niu et al. (2010), Zhao et al. (2013) et Degefe et al. (2014) abondent également dans ce sens.

Le site d'observation du UK Met Office à Cardington a permis à Price (2011) l'étude de divers épisodes de brouillard durant l'hiver 2007/2008. Un CDP était installé à 2m pour échantillonner les hydrométéores de 2 μm à 50 μm. Leur objectif était d'observer l'évolution de la stabilité thermodynamique dans le brouillard et son effet sur la microphysique. S'ils constatent l'évolution thermodynamique de profil stable à légèrement instable durant le cycle de vie de certains brouillards, ils n'observent pas de corrélation avec l'évolution de la microphysique. Ils observent toutefois une évolution du spectre de gouttelettes semblable à celle observée par Wendisch et al. (1998) dans le cycle de vie des brouillards, avec l'apparition de grosses gouttelettes mais pas nécessairement de spectre bi-modal.

On note également les mesures analysées par Liu et al. (2011) à Pancheng en Chine sur le site de l'université NUIST. Les brouillards y ont été observés durant 3 hivers de 2006 à 2008 avec un

FM-100. Liu et al. (2011) présentent l'analyse d'un brouillard extrêmement dense. Il est intéressant de noter qu'ils séparent le brouillard en 4 phases (formation, développement, mature et dissipation) aux comportements distincts pour leur étude microphysique, comme le montre la figure 1.7. Le contenu en eau liquide et la concentration de gouttelettes varient de façon importante entre ces 4 phases. Des découpages similaires du brouillard sont également effectués par Degeffie et al. (2014) et Niu et al. (2010). De plus, l'étude de Liu et al. (2011) rapporte des concentrations très élevées de gouttelettes, de l'ordre de  $800 \text{ cm}^{-3}$  pour des contenu en eau liquide de  $0.47 \text{ g.m}^{-3}$ . Des valeurs similaires sont obtenues par Niu et al. (2010).

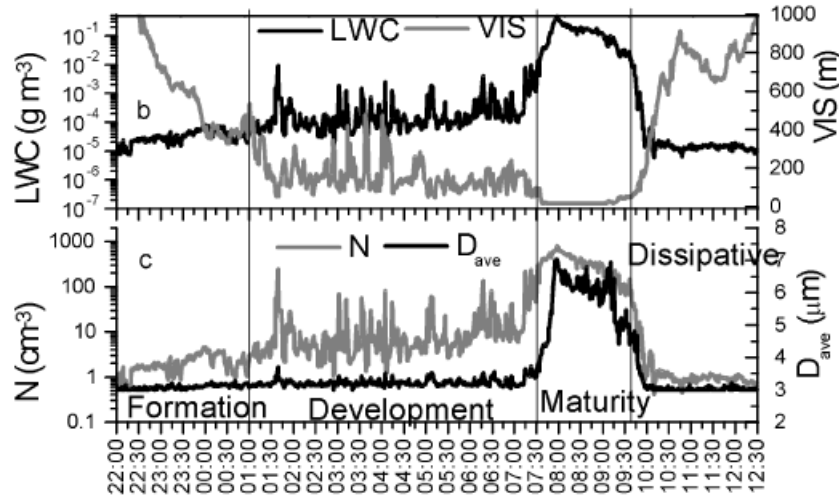


FIGURE 1.7 – Exemple de découpage du brouillard en 4 phases, basé sur l'évolution de la visibilité et des paramètres microphysiques, selon Liu et al. (2011)

Enfin, plusieurs campagnes de mesures ont eu lieu au SIRTa (Haeffelin et al., 2005) à Palaiseau. ParisFog a eu lieu durant l'hiver 2006-2007, pour lequel Elias et al. (2009) ont mesuré les distributions granulométriques d'aérosols secs par un SMPS sur la gamme de diamètres  $[16-496] \text{ nm}$  ainsi que la distribution de particules d'aérosols hydratés et de gouttelettes sur la gamme de diamètres  $[0.39-42] \mu\text{m}$  par un PALAS-WELAS. Ils avaient pour objectif de déterminer la contribution des différentes particules mesurées à la baisse de visibilité. Toutefois, ils n'ont pas pu effectuer de fermeture dans le brouillard, ce qu'ils attribuent à la présence de gouttelettes supérieures à  $10 \mu\text{m}$  qui sont faiblement mesurées par le PALAS-WELAS.

La campagne de mesures effectuée au SIRTa durant les hivers 2010 à 2013 sera plus détaillée dans la suite du manuscrit. Par l'installation d'un FM-100, Elias et al. (2015) ont pu alors effectuer cette fermeture et ont montré que les particules d'aérosols hydratés contribuent significativement à la baisse de visibilité dans le brouillard.

L'étude microphysique effectuée par Burnet et al. (2012) a alors documenté les propriétés microphysiques des brouillards au SIRTa sur la gamme de diamètres du FM-100 ( $[2-50] \mu\text{m}$ ). En analysant 21 épisodes de brouillards, ils montrent une grande variabilité des propriétés microphysiques. Par exemple la concentration de gouttelettes varie de  $10 \text{ cm}^{-3}$  à  $170 \text{ cm}^{-3}$ , et le contenu en eau liquide de  $0.01 \text{ g.m}^{-3}$  à  $0.1 \text{ g.m}^{-3}$ . Comme Gultepe et Milbrandt (2007a), ils montrent que pour un même contenu en eau liquide, la concentration de gouttelettes varie fortement.

Durant cette campagne, Hammer et al. (2014) ont étudié l'activation des particules d'aérosols dans le brouillard. Ils ont déterminé que le diamètre d'activation qui sépare les aérosols hydratés des gouttelettes est proche de  $2.6 \mu\text{m}$ , mais que cette séparation n'est pas franche.

La partie expérimentale de notre étude vient compléter cette étude précédemment citée en 3.

Le tableau 3.1 résume pour plusieurs campagnes de mesures les valeurs du contenu en eau liquide LWC, la concentration en gouttelettes  $N$ , et les modes en diamètre  $D_{\text{mode}}$  des distributions

de gouttelettes mesurées.



Référence	Campagne	Instrument	N ( $\text{cm}^{-3}$ )	LWC ( $\text{g}\cdot\text{m}^{-3}$ )	D <sub>modes</sub> ( $\mu\text{m}$ )	N <sub>modes</sub>
Wendisch et al. (1998)	CHEMDROP (Po Valley, Italy)	FSSP	50-200	0.02-0.3	10-30	1-2
Garcia-Garcia et al. (2002)	Mexico	FSSP	10-300	0.1-0.2	10-20	2
Gultepe et Milbrandt (2007a)	FRAM (Southern Ontario, Canada)	FMD (DMT)	10-100	0.01-0.1		
Niu et al. (2012)	Pancheng, China	FM-100 (DMT)	60-1000	0.01-0.48	15-20	1-2
Price (2011)	Cardington, UK	CDP (DMT)	15-60	0.05-0.2	15	1
Liu et al. (2011)	Nanjing, China	FM-100 (DMT)	50-800	0.004-0.47	3-7	
Burnet et al. (2012)	PreViBOSS (Paris, France)	FM-100 (DMT)	30-170	0.02-0.1	10	1
Lu et al. (2013)	Pancheng, China	FM-100 (DMT)	40-200	0.02-0.08	15-20	1-2
Zhao et al. (2013)	Ile de Donghai, Chine	FM-100 (DMT)	10 -75	0.03-0.3	10-15	1-2

TABLE 1.1 – Grandeurs microphysiques mesurées sur les gammes de diamètre [2-50]  $\mu\text{m}$  pour différentes campagnes de mesure. N<sub>modes</sub> représente le nombre de modes et D<sub>modes</sub> les diamètres modales correspondants.

Ces différentes mesures s'accordent sur des concentrations de gouttelettes d'une dizaine à plusieurs centaines par  $\text{cm}^3$ . Le contenu en eau liquide est compris entre  $0.01 \text{ g.m}^{-3}$  et  $0.3 \text{ g.m}^{-3}$ . Le principal mode des distributions de gouttelettes varie entre 10 et 15  $\mu\text{m}$ . Un second mode est souvent observé. Il est situé autour de 20  $\mu\text{m}$ . Différentes explications ont été proposées pour justifier l'existence de ce second mode sur cette gamme de diamètres. Selon Choularton et al. (1981) et Gerber (1991) il résulte d'importantes fluctuations de la sursaturation au sommet du brouillard qui pourraient être provoquées par du mélange turbulent. On note que les observations de Uematsu et al. (2005) sur la présence d'instabilités de Kelvin-Helmoltz au sommet du brouillard confortent cette hypothèse. Toutefois, selon Frank et al. (1998), ce second mode est la résultante de particules d'aérosols microniques non activées ayant grossi par diffusion de vapeur d'eau. Wendisch et al. (1998) observent le grossissement de ce mode lors du cycle de vie du brouillard. Ils supposent que la croissance des plus grosses gouttelettes, en diminuant la sursaturation ambiante, pourrait amener les plus petites gouttelettes en deçà de leur sursaturation critique et donc à l'évaporation, la vapeur résultante condensant sur les plus grosses et faisant augmenter ces dernières en diamètre. Bott et al. (1990), à partir de simulation 1D avec un schéma détaillé de la microphysique, explique que ce processus est accéléré si le refroidissement radiatif des gouttelettes isolées est considéré. Puisqu'il est plus important pour les plus grosses gouttelettes leur croissance est accélérée. Selon lui, ce processus est fortement corrélé à la sédimentation des gouttelettes dans le brouillard.

Expérimentalement, de nombreuses études ont constaté la présence de bruine durant le cycle de vie du brouillard (Okita, 1962; Goodman, 1977; Choularton et al., 1981; Podzimek, 1997; Wendisch et al., 1998; Garcia-Garcia et al., 2002; Gultepe et al., 2007b; Niu et al., 2010; Lu et al., 2013; Degeffie et al., 2014). L'influence de la bruine sur le contenu en eau liquide du brouillard dépend du diamètre des gouttelettes donc également de leur concentration or la sédimentation pourrait jouer un rôle non négligeable sur le contenu en eau liquide du brouillard comme le montre les études numériques de Zhang et al. (2014); Stolaki et al. (2015). On note également que selon Choularton et al. (1981), la diffusion turbulente au sol d'eau liquide doit contribuer à assécher le brouillard proche du sol.

Les études instrumentales de microphysique du brouillard sont pour une grande partie effectuées près du sol pour des raisons pratiques. Cependant les mesures de distribution verticale de gouttelettes peuvent apporter de riches informations concernant les processus physiques à l'œuvre. Quelques études ont sondé la microphysique du brouillard sur la verticale. Elles sont réalisées de façon aéroportée, sous ballon captif ou sur tour instrumentée. Ainsi les mesures de Pinnick et al. (1978) réalisées avec un FSSP sous ballon en Allemagne révèlent un maximum de contenu en eau liquide au sommet du brouillard, d'un ordre de grandeur supérieur aux mesures faites à la surface, mais également un élargissement du spectre de gouttelettes avec l'altitude. Ce second résultat est toutefois en désaccord avec ceux de Pilié et al. (1975) réalisés de manière aéroportée dans une vallée proche de New-York, qui eux observent un rétrécissement du spectre de gouttelettes avec l'altitude. Selon Choularton et al. (1981), cela s'explique par différentes structures de la couche limite, l'une de ces études étant en effet effectuée dans une vallée. Toutefois, les récentes mesures de Egli et al. (2015) réalisées avec un CDP sous ballon dans une vallée allemande, montrent également un maximum de contenu en eau liquide au sommet du brouillard (d'un ordre de grandeur), associé à un maximum de concentration de gouttelettes (4 fois plus importante qu'au sol).

Ces différentes études mettent en avant la microphysique complexe des brouillards résultant des différents processus que sont : l'activation, la condensation, le mélange turbulent, la sédimentation et la coalescence. Les propriétés microphysiques des brouillards varient fortement spatialement et temporellement, et peuvent mener à des microstructures de brouillards contrastées, et donc à des cycles de vie également contrastés. Pour un même contenu en eau liquide, plusieurs distributions

de gouttelettes au profil différent peuvent exister. Certaines distributions de gouttelettes sont bi-modales, d'autres présentent des modes de gouttelettes de diamètre important. La compréhension de l'évolution microphysique du brouillard n'en est que plus complexe. Cependant, certaines phases microphysiques d'évolution semblent apparaître (Liu et al., 2011) et la condensation paraît être le processus dominant, mais l'existence de bruine suggère d'autres processus. L'impact de la microphysique du brouillard sur son cycle de vie nécessite encore des approfondissements. De même, le lien entre microphysique et dynamique est encore assez diffus.

De plus, parmi les études analysant expérimentalement l'évolution microphysique du brouillard, aucune ne fait la distinction entre particules d'aérosols hydratés (mais non activées) et gouttelettes (activées). Selon Noone et al. (1992) et Hudson (1980), en situation polluée, séparer ces deux espèces ne revêt pas vraiment de sens puisqu'ils ne dénotent aucune distinction claire entre elles. Selon Hudson (1980), une distinction apparaît sur les brouillards se formant dans une masse d'air maritime. Toutefois, les modèles numériques ne prennent en compte que les gouttelettes pour la microphysique des brouillards, et, selon leur nature, les aérosols hydratés ou activés ne réagissent pas de la même manière à la sursaturation ambiante de l'atmosphère. En particulier pour valider les grandeurs microphysique calculées par les schémas à deux moments (concentration de gouttelette et contenu en eau liquide) il est nécessaire de déterminer la concentration de gouttelettes.

Les interrogations sur les processus microphysiques pilotant le cycle de vie du brouillard, et leur interactions avec la dynamique, restent donc nombreuses. Elles nécessitent une approche à la fois expérimentale et numérique pour aider à la compréhension. La campagne PréViBoss présente des caractéristiques adaptées à cette étude, à la fois par le dispositif expérimental déployé, le nombre de cas mesurés, et la localisation, à la fois péri-urbaine mais présentant des niveaux de pollutions très modérées par rapport à d'autres campagnes.

Le chapitre suivant présente plus en détail l'état des connaissances sur le processus d'activation et sur la microphysique des gouttelettes de brouillard.



## Chapitre 2

# Activation des particules d'aérosols en gouttelettes et microphysique des gouttelettes

### Sommaire

<b>2.1</b>	<b>Aérosols atmosphériques</b>	<b>19</b>
2.1.1	Physico-chimie des aérosols	20
2.1.2	Paramètres descriptifs	22
<b>2.2</b>	<b>Activation des aérosols</b>	<b>23</b>
2.2.1	Noyaux de condensation nuageux	23
2.2.2	Théorie de Köhler	23
2.2.3	Théorie de Kappa-Köhler	24
<b>2.3</b>	<b>Modélisation de l'activation des CCN et calcul de la sursaturation</b>	<b>25</b>
2.3.1	Modélisation de l'activation des CCN	25
2.3.2	Calcul de la sursaturation	26
<b>2.4</b>	<b>Évolution de la distribution de gouttelettes</b>	<b>30</b>
2.4.1	Croissance des gouttelettes par Condensation/Evaporation	30
2.4.2	Entraînement	32
2.4.3	Collection ou collision – coalescence	33
2.4.4	Sédimentation	33
<b>2.5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>34</b>

*Dans cette partie, un bref bilan est dressé sur les caractéristiques physiques et chimiques des particules d'aérosols<sup>1</sup> atmosphériques qui servent de noyaux de condensation aux gouttelettes des brouillards. Puis la théorie de Köhler et celle plus récente de Kappa-Köhler sont présentées. Enfin, on expose les schémas de calcul de la sursaturation utilisés par Méso-NH sur l'activation des noyaux de condensation nuageux ainsi que le schéma pseudo-pronostique de Thouren et al. (2012). Finalement, les différents processus affectant l'évolution des spectres de gouttelettes nuageuses sont détaillés.*

### 2.1 Aérosols atmosphériques

Les brouillards se forment dans la couche limite atmosphérique qui est la région de l'atmosphère dans laquelle les concentrations en aérosols sont les plus élevées. La problématique du brouillard

1. Dans la suite du manuscrit on utilise conjointement particules d'aérosols et aérosols pour désigner les particules d'aérosols.

affectant plutôt le domaine aéroportuaire, l'accent est mis sur la couche limite continentale où sont émis une part importante des polluants.

### 2.1.1 Physico-chimie des aérosols

Les aérosols sont définis comme étant la suspension dans un gaz de fines particules liquides ou solides. Ils peuvent être directement émis en tant que particules (aérosols primaires) ou bien être issus d'une conversion gaz-particules (aérosols secondaires). Les gammes de diamètre des aérosols atmosphériques vont de quelques nanomètres à plusieurs dizaines de micromètres.

Du fait de la diversité des sources, les concentrations en aérosols sont fortement variables selon le type d'environnement considéré. En milieu urbain, les concentrations d'aérosols sont de l'ordre de  $10^5$  à  $10^6$  particules par  $\text{cm}^3$ , alors qu'en milieu rural elles sont de l'ordre de  $10^3$  à  $10^5$  particules par  $\text{cm}^3$ , et de  $10^2$  à  $10^3$  particules par  $\text{cm}^3$  en milieu océanique. Ces distributions sont soumises à des variations journalières, dues d'une part à des pics d'émission récurrents sur certains créneaux horaires (transport et chauffage), et d'autre part aux variations de hauteur de la couche limite atmosphérique, entraînant une dilution ou une accumulation de la concentration d'aérosols.

Au delà des concentrations, les environnements atmosphériques se distinguent par la distribution granulométrique des aérosols en présence. Plusieurs modes définissent une distribution granulométrique d'aérosols (Junge, 1955; Whitby, 1978) : le mode de nucléation ou Aitken (diamètre centré sur 0.01-0.05  $\mu\text{m}$ ), le mode d'accumulation (diamètre centré sur 0,15-0.5  $\mu\text{m}$ ) et le mode grossier (diamètre  $>2.5$   $\mu\text{m}$ ), comme montré sur la figure 2.1. Les modes de ces distributions peuvent être représentés par une loi log-normale (Jaenicke, 1993) :

$$N(r) = \frac{N_A}{\sqrt{2\pi \ln \sigma}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{\ln r - \ln r_m}{\ln \sigma}\right)^2\right) \quad (2.1)$$

Où pour un mode donné,  $N_A(\text{cm}^{-3})$  correspond à la concentration totale en nombre de particules d'aérosols,  $r(\mu\text{m})$  est le rayon de la particule d'aérosol,  $r_m(\mu\text{m})$  est le rayon géométrique moyen du mode considéré et  $\sigma$  est la dispersion de la distribution.

Le tableau 2.1 expose une classification effectuée par Jaenicke (1993) des modes des distributions

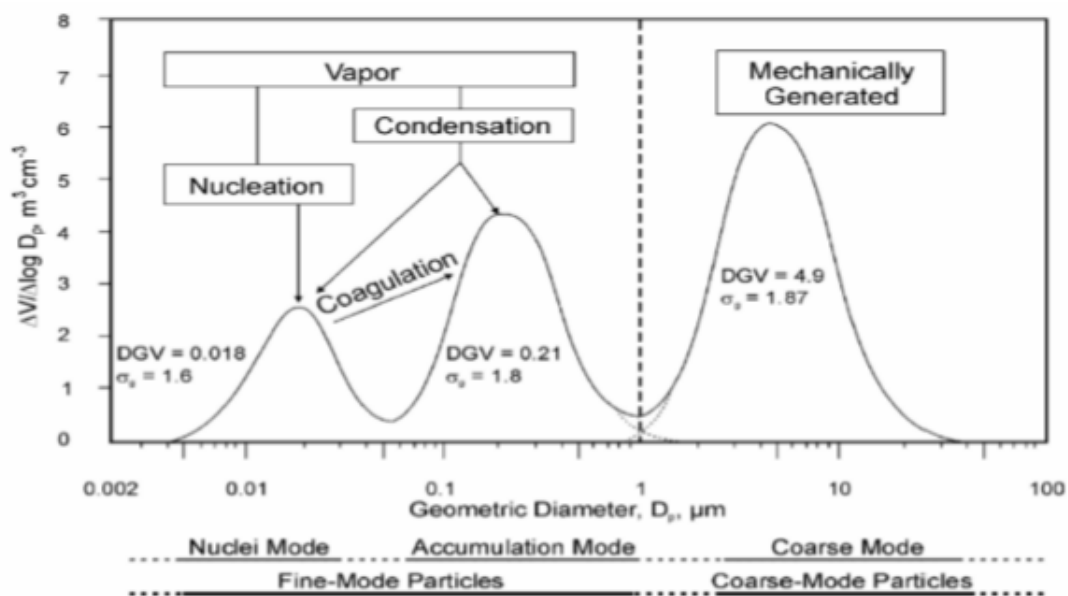


FIGURE 2.1 – Exemple de distributions lognormales mettant en évidence les modes d'aérosols (en fonction du volume). Extrait de Rangognio et al. (2009).

	Na total cm <sup>-3</sup>	Aitken			Accumulation			Grossier		
		N %	r <sub>m</sub> μm	σ	N %	r <sub>m</sub> μm	σ	N %	r <sub>m</sub> μm	σ
Urbain	135000	72	0.0065	1.76	1	0.007	4.63	27	0.025	2.17
Marin	200	65	0.004	4.54	33	0.0133	1.62	2	0.29	2.49
Rural	10000	75	0.0075	1.68	2	0.027	3.61	23	0.042	1.85
Continental	6000	52	0.001	1.45	47	0.058	1.65	1	0.9	2.4

TABLE 2.1 – Paramètres de distributions lognormales proposés par Jaenicke (1993) pour 4 environnements caractéristiques

granulométriques pour 4 environnements différents.

La dimension et la composition des aérosols peuvent être affectées par plusieurs processus : la condensation d'espèces, la coagulation avec d'autres particules, les réactions chimiques ou bien l'activation en particules nuageuses. Les émissions d'aérosols peuvent être naturelles ou dues à l'activité humaine. Les sources naturelles d'aérosols sont les poussières terrestres, les émissions volcaniques, les feux de biomasse ainsi que les particules issues de réactions entre les émissions naturelles de gaz. L'activité humaine produit des aérosols par la combustion de carburant, les émissions industrielles, l'érosion de ses constructions ainsi que le transport.

Étant donnée la grande diversité de sources, une population d'aérosols peut être soit en mélange externe (coexistence de particules issues de sources différentes pour un diamètre donné) soit en mélange interne (mélange uniforme des composés chimiques de sources différentes pour chaque particule d'un diamètre donné). L'état de mélange affecte les propriétés optiques de la population d'aérosols : dans un mélange externe, toutes les particules n'absorbent pas le rayonnement de la même façon. Il affecte également leur croissance hygroscopique (dépôt de vapeur d'eau sur les aérosols suivant l'augmentation de l'humidité relative). Considérant un mélange externe pour un diamètre donné, les particules n'ont pas toutes la même affinité chimique avec l'eau et ne subissent pas le même grossissement avec l'augmentation de l'humidité relative. L'état de mélange pourrait donc être une donnée très importante pour l'étude de l'activation des particules d'aérosols en gouttelettes nuageuses. L'activation dans le brouillard concerne les particules d'aérosols de diamètre supérieur à 0.1 μm et inférieur à 1 μm, c'est-à-dire le mode d'accumulation (Noone et al., 1992; Ming et Russell, 2004; Hammer et al., 2014). Les particules de diamètre supérieur à 1 μm grossissent par croissance hygroscopique sans pour autant être activées. Les particules composant le mode d'accumulation sont souvent issues de grossissement subséquent au processus de coagulation et de condensation de particules issues du mode de nucléation. Ces processus sont particulièrement efficaces pour former des mélanges internes de particules (Swietlicki et al., 2008). Par conséquent selon Rissler et al. (2004), Ervens et al. (2010) et Kammermann et al. (2010), la façon de traiter le mélange n'influence pas significativement la concentration d'aérosols activés. Le mélange sera donc considéré comme étant interne pour les travaux de cette thèse.

La composition chimique des aérosols se décline en deux ensembles, le premier représente la fraction organique des aérosols, le second la fraction inorganique. La fraction organique est composée de carbone-suie, essentiellement issue de la combustion et de carbone organique, aux origines multiples. La solubilité de cette fraction dans l'eau est très variable et peut donc impacter l'activation des aérosols. La fraction inorganique comporte principalement des sulfates, des nitrates (en plus grande abondance dans les zones polluées (Zappoli et al., 1999)), des ammoniums qui sont des composés solubles dans l'eau, ainsi que des carbones inorganiques, des poussières minérales et des métaux qui sont insolubles dans l'eau.

### 2.1.2 Paramètres descriptifs

La chimie d'une population d'aérosols est extrêmement complexe de part la multitude de sources d'aérosols, de leur diversité et des interactions qui existent entre eux. L'utilisation de paramètres descriptifs facilite considérablement la représentation. Dans cette étude, la solubilité, l'hygroscopicité et la tension de surface sont utilisées. On définit également la sursaturation.

La solubilité d'un aérosol représente la fraction du volume de composé se dissociant dans l'eau sur le volume total de l'aérosol à une température donnée. La partie soluble, en intégrant des molécules d'eau dans sa structure moléculaire, contrôle la croissance hygroscopique de l'aérosol avec l'augmentation de l'humidité relative. Toutefois, cette absorption spontanée d'eau n'arrive que lorsque l'humidité relative atteint une valeur seuil, appelée point de déliquescence, qui est caractéristique de la composition chimique de l'aérosol. Ce point de déliquescence est situé entre 40% et 85% d'humidité relative (Tang, 1980; Tang et Munkelwitz, 1993) pour les composés solubles inorganiques les plus courants. La pression de vapeur nécessaire au grossissement hygroscopique d'un aérosol soluble est donc plus faible que la pression de vapeur saturante, c'est l'effet Raoult.

L'hygroscopicité d'une particule d'aérosol représente le ratio du diamètre d'une particule à une humidité relative donnée sur le diamètre de la particule sèche. C'est une mesure de l'affinité d'un composé ou d'une particule avec l'eau. La donnée du point de déliquescence fournit également une mesure de cette affinité. Petters et Kreidenweis (2007) proposent un unique paramètre d'hygroscopicité,  $\kappa$  (noté  $\kappa$ , qui relie le volume d'eau absorbé par une particule d'aérosol à l'activité de l'eau en solution (rapport de la pression de vapeur d'eau en solution sur la pression de vapeur saturante, soit l'humidité relative sur 100.) :

$$\frac{1}{a_w} = 1 + \kappa \frac{V_s}{V_w} \quad (2.2)$$

Où  $a_w$  est l'activité de l'eau en solution,  $V_s$  est le volume de la particule d'aérosol sèche et  $V_w$  le volume d'eau.  $\kappa$  varie de 1.2 pour les particules très solubles (NaCl) à 0.6 pour celles l'étant moins ( $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ ) jusqu'à 0 pour les particules complètement insolubles (Andreae et Rosenfeld, 2008). Pour des atmosphères continentales polluées, Hudson (2007) mesure des valeurs de  $\kappa$  de  $0.33 \pm 0.15$ , alors qu'il obtient des valeurs de  $\kappa$  de  $0.87 \pm 0.24$  dans des atmosphères maritimes propres.  $\kappa$  présente l'avantage d'être plus simple à mesurer que la solubilité ou le point de déliquescence. Il sera utilisé dans cette étude pour décrire l'affinité chimique des aérosols avec l'eau.

La tension de surface ( $\sigma_s$ ) relie l'aire d'une interface ( $A$ ) à l'énergie que coûte la création d'une interface ( $E_s$ ) :

$$E_s = \sigma_s A \quad (2.3)$$

Plus le volume d'une gouttelette est grand, plus sa surface est proportionnellement faible. Afin de minimiser l'énergie dépensée à l'interface liquide-air, les gouttelettes d'eau doivent grossir, ce faisant la pression de vapeur à leur surface diminue, c'est l'effet Kelvin. Certains composés organiques qualifiés de tensio-actifs ou de sufactants, modifient la tension de surface à l'interface de l'aérosol hydraté ou de la gouttelette (Facchini et al., 1999; Ming et Russell, 2004). Dans cette étude, on considère la tension de surface de l'eau.

La saturation est définie comme le rapport de la pression partielle de vapeur d'eau ( $P_v$ ) sur la pression de vapeur d'eau saturante ( $P_{v,\text{sat}}$ ) définie par rapport à une surface plane. Lorsque ce rapport est supérieur à 1, on parle de sursaturation, la sursaturation étant l'écart à la saturation. La saturation est définie ainsi :

$$S = \frac{P_v}{P_{v,\text{sat}}} = \frac{r_v}{r_s} \quad (2.4)$$



où  $r_x$  est le rapport de mélange de la quantité  $x$  ( $v$ , pour l'eau vapeur,  $s$  pour la vapeur d'eau saturée,  $c$  pour l'eau liquide)  $r_x = m_x/m_a$  avec  $m_a$ , la masse d'air sec et  $m_x$ , la masse de  $x$ . Pour la vapeur on a :

$$r_v = \epsilon \frac{P_v}{P - P_v} \quad (2.5)$$

avec  $P$  la pression et  $\epsilon$  le rapport de la constante des gaz parfaits de l'air sec sur celle de l'air humide.

## 2.2 Activation des aérosols

### 2.2.1 Noyaux de condensation nuageux

L'humidité relative est définie comme étant le produit de la saturation par 100. Plus le diamètre des gouttelettes sphériques est faible, plus la pression de vapeur saturante est importante (Effet Kelvin). Pour que des molécules d'eau s'agglomèrent entre elles dans l'atmosphère (nucléation homogène), des humidités relatives de plusieurs centaines de pourcent sont ainsi nécessaires. La formation de gouttelettes d'eau n'est donc possible que par nucléation hétérogène sur des particules d'aérosols. Certaines particules d'aérosols, par effet Raoult, absorbent de la vapeur d'eau à des humidités relatives inférieures à 100% et grossissent avec l'augmentation de celle-ci. Elles peuvent atteindre de cette façon des diamètres suffisants pour que l'effet Kelvin se produise, ce qui conduit à la création de gouttelettes absorbant la vapeur d'eau à leur disposition, afin de réduire leur énergie à l'interface. Ces aérosols sont appelés les CCN (Cloud Condensation Nuclei, pour noyaux de condensation nuageux). Le passage de l'effet Raoult à l'effet Kelvin est le processus d'activation. Tous les aérosols ne peuvent pas être des CCN, leur capacité à le devenir est définie par leur composition chimique (solubilité, hygroscopicité, tension de surface), leur taille ainsi que la saturation ambiante dans l'atmosphère (pour l'effet Raoult). Les composés inorganiques ( $\text{NaCl}$ ,  $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$ ) sont des espèces chimiques dominantes dans les CCN.

Alors que plusieurs centaines de pourcents d'humidité relative sont nécessaires pour la nucléation homogène, des humidités relatives inférieures à 100,005% suffisent pour la nucléation hétérogène.

### 2.2.2 Théorie de Köhler

La théorie de Köhler (Köhler, 1936) décrit le processus d'activation par lequel certains aérosols, les CCN, grossissent pour former des gouttelettes nuageuses. Elle traduit le grossissement hygroscopique des aérosols par effet Raoult avec l'augmentation de la sursaturation ambiante, puis le grossissement des gouttelettes par effet Kelvin associé à la diminution de la sursaturation à la surface de la particule (qui est différente de la sursaturation ambiante). La figure 2.2 schématise le processus d'activation et met en exergue une sursaturation critique pour l'activation associée à un diamètre critique.

Pour une solution aqueuse purement soluble, la théorie de Köhler s'exprime ainsi :

$$S_e = \frac{P_{\text{particule}}}{P_{v,\text{sat}}} = \exp\left(\frac{A}{r} - Br^3\right) \quad (2.6)$$

où

$$A = \frac{2\sigma \cdot M_w}{\rho_w RT} \quad (2.7)$$

et

$$B = \frac{v_i \Phi M_w \rho_a}{M_a \rho_w} \quad (2.8)$$

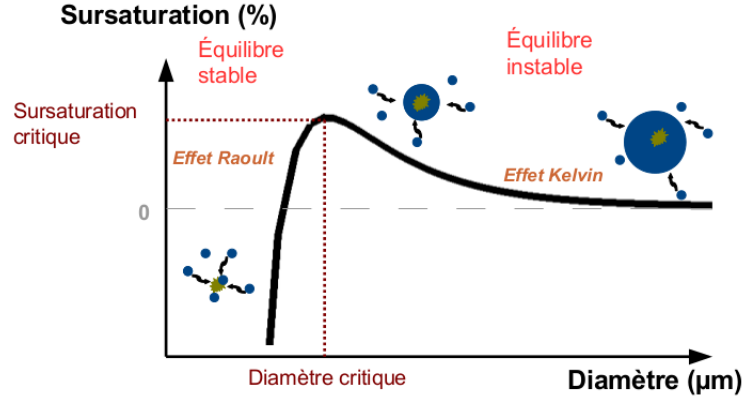


FIGURE 2.2 – Évolution schématique de la sursaturation en vapeur d'eau à la surface d'une particule aqueuse en fonction du diamètre de la particule .

où  $r$  est le rayon de la particule,  $S_e$  est la sursaturation à la surface du CCN,  $P_{\text{particule}}$  est la pression de vapeur à la surface de la particule,  $P_{v,\text{sat}}$  est la pression de vapeur saturante de l'air ambiant au dessus d'une surface plane,  $M_w$  est la masse molaire de l'air,  $\rho_w$  est la masse volumique de l'eau,  $R$  est la constante des gaz parfaits,  $T$  est la température,  $v_i$  est le nombre d'ions se dissociant,  $\Phi$  est le coefficient osmotique (égal à 1),  $\rho_a$  est la masse volumique de la particule d'aérosol sèche et  $M_a$  est la masse molaire de la particule d'aérosol sèche.

Les propriétés critiques des aérosols sont des données clés pour la caractérisation de leur activation. Si la sursaturation critique d'un aérosol est inférieure à la sursaturation ambiante, il sera activé en gouttelette d'eau. Une gouttelette d'eau a alors la caractéristique d'absorber toute la vapeur d'eau à sa disposition dans les limites cinétiques. A une sursaturation critique correspond un unique diamètre critique. Lorsque le diamètre de la particule est inférieur au diamètre critique, la particule est dans un état d'équilibre stable. Mais lorsqu'elle le dépasse, elle entre dans un état d'équilibre instable où toute baisse de la sursaturation ambiante en deçà de sa sursaturation conduit à une évaporation de la gouttelette. Les diamètres critiques,  $D_c$ , et sursaturations critiques,  $S_c$ , pour une solution aqueuse purement soluble sont données par :

$$S_c = S_e - 1 = \left(\frac{4A^3}{27B}\right)^{1/2} \quad (2.9)$$

et

$$D_c = \left(\frac{3B}{A}\right)^{1/2} \quad (2.10)$$

Des formes modifiées de l'équation de Köhler prennent en compte la solubilité, la présence de composés insolubles, la masse de l'aérosol ainsi que l'altération de la tension de surface par des composés organiques (Shulman et al., 1996; Cruz et Pandis, 1997). Cependant l'utilisation de ces équations, bien que plus réaliste, nécessite des connaissances précises sur l'état de l'aérosol, qui sont difficiles à mesurer. Toutefois, comme le montre la figure 2.3, la prise en compte de la masse des aérosols, et donc de leur diamètre sec (puisque sans connaissance de leur géométrie, ils sont supposés sphériques), modifie grandement les grandeurs critiques de l'activation.

### 2.2.3 Théorie de Kappa-Köhler

Le paramètre d'hygroscopicité,  $\kappa$ , de Petters et Kreidenweis (2007) a déjà été présenté. Son utilisation adaptée à la théorie de Köhler, alors rebaptisée Kappa-Köhler, permet de décrire l'affinité

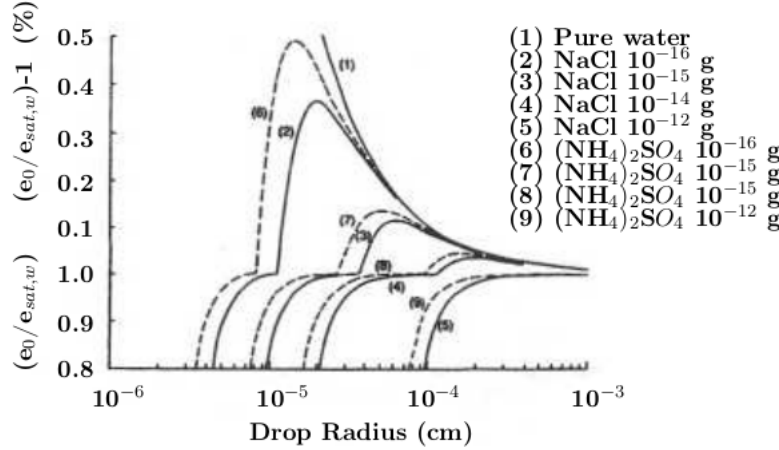


FIGURE 2.3 – Courbes de Köhler avec prise en compte de la chimie des aérosols et de leur masse (Extrait de Pruppacher et al. (1998)) .

chimique des aérosols avec l'eau sans considérer la chimie complexe des aérosols. Cette théorie utilise de plus le diamètre sec des particules qui influence fortement l'effet Raoult, comme le montre la figure 2.3. Sa formulation est la suivante :

$$S_e(D) = \frac{D^3 - D_d^3}{D^3 - D_d^3(1 - \chi)} \exp\left(\frac{4\sigma M_w}{RT\rho_w D}\right) \quad (2.11)$$

où  $D_d$  est le diamètre sec de la particule d'aérosol.

Le diamètre critique s'exprime ainsi (Petters et Kreidenweis, 2007) :

$$D_c = \left(\frac{3D_d^3\chi}{A}\right)^{1/2} \quad (2.12)$$

Cette formulation de l'équation de Köhler est utilisée pour l'étude expérimentale, elle permet d'analyser finement l'activation des aérosols.

## 2.3 Modélisation de l'activation des CCN et calcul de la sursaturation

### 2.3.1 Modélisation de l'activation des CCN

L'étude de l'activation des CCN a pour finalité la détermination de la concentration d'aérosols activés en gouttelettes. Il s'agit de déterminer quelle concentration d'aérosols sera activée en fonction des espèces en présence et de la thermodynamique de l'atmosphère. Pour cela, la concentration d'aérosols, dont la sursaturation critique est inférieure ou égale à la sursaturation ambiante, doit être identifiée. Twomey (1959) propose une paramétrisation simple pour diagnostiquer la concentration de CCN en fonction de la sursaturation en utilisant deux paramètres  $c$  et  $k$ , dépendant de la forme du spectre d'aérosol et de leur nature. Leur spectre d'activation est le suivant :

$$N_{ccn} = cS^k \quad (2.13)$$

Cette paramétrisation n'est toutefois pas réaliste pour les fortes sursaturations : la concentration d'aérosols étant limitée, la concentration de CCN devrait tendre vers une valeur seuil. D'autre part de nombreuses observations, expériences en laboratoire et études théoriques (Giusto et Lala, 1981;

Hudson, 1984; Feingold et al., 1994) ont montré que le spectre d'activation doit exhiber une forme concave, autrement dit  $k$  ne devrait pas être fixé mais décroître avec l'augmentation de  $S$ . Cohard et al. (1998) suggèrent alors une forme modifiée : leur paramétrisation estime la concentration de CCN en fonction du pic de sursaturation maximale atteint par la parcelle d'air. Elle est basée sur la théorie de Köhler et représente la distribution d'aérosols par une lognormale centrée sur le mode d'accumulation, et leur chimie par la solubilité moyenne d'une population d'aérosols  $\varepsilon_m$ . Cohard et al. (1998) utilisent la solubilité moyenne en modulant le terme  $B$  de l'équation de Köhler, alors noté  $B_0$ , de la sorte :  $B = \varepsilon_m B_0$ . Ils proposent le spectre d'activation suivant :

$$N_{ccn} = c S_{max}^k F(\mu, k/2, k/2 + 1, -\beta S_{max}^2) \quad (2.14)$$

avec  $S_{max}$  solution d'une équation dérivée de l'équation d'évolution de la sursaturation pour une particule d'air s'élevant de manière adiabatique à vitesse constante :

$$S_{max}^{k+2} F(\mu, k/2, k/2 + 3/2, -\beta S_{max}^2) = \frac{(\varphi_1(T)w)^{3/2}}{2kc\pi\rho_w\varphi_2(T, P)^{3/2}B(k/2, 3/2)} \quad (2.15)$$

où  $c$ ,  $k$ ,  $\mu$  et  $\beta$  sont des paramètres décrivant la distribution dimensionnelle, les propriétés chimiques, la solubilité et la concentration des aérosols (Cohard et al., 1998).  $\varphi_1(T)$  et  $\varphi_2(T, P)$  sont des fonctions de la température et de la pression et  $B(a, b)$  et  $F(a, b; c; x)$  sont respectivement la fonction Beta et la fonction hypergéométrique.  $w$  représente la vitesse verticale.

Toutefois, cette paramétrisation utilise le modèle de la particule convective pour exprimer le refroidissement en fonction de la vitesse verticale pour le calcul de la sursaturation maximale, ce qui est réaliste lorsque l'on considère un refroidissement par ascendance adiabatique dans les nuages convectifs, mais l'est beaucoup moins pour le brouillard qui se forme par ascendances dues aux tourbillons turbulents et par refroidissement radiatif. La prise en compte du refroidissement radiatif donne (Rangognio et al., 2009) :

$$S_{max}^{k+2} \cdot F(\mu, k/2, k/2 + 3/2, -\beta S_{max}^2) = \frac{(\varphi_1(T)w)^{3/2} + \varphi_3(T)\frac{\partial\theta}{\partial t}_{rad}}{2kc\pi\rho_w\varphi_2(T, P)^{3/2}B(k/2, 3/2)} \quad (2.16)$$

où  $\varphi_3(T)$  est une fonction de la température et  $\frac{\partial\theta}{\partial t}_{rad}$  représente uniquement le refroidissement diabatique, le refroidissement convectif et la libération de chaleur latente étant pris en compte dans les termes en  $\varphi_1$  et  $\varphi_2$ .

D'autres paramétrisations pour les spectres d'activation existent. Abdul-Razzak et al. (1998) et Abdul-Razzak et Ghan (2000) décrivent la distribution d'aérosols par trois modes d'aérosols lognormaux et trois solubilités. Nenes et Seinfeld (2003) proposent une paramétrisation basée sur une représentation sectionnelle du diamètre et la chimie des aérosols, ce qui induit un coût numérique élevé.

### 2.3.2 Calcul de la sursaturation

Pour une population d'aérosols fixée, la concentration d'aérosols activés dépend directement de la sursaturation ambiante de l'atmosphère. Diverses paramétrisations du spectre d'activation existent, représentant plus ou moins finement la distribution d'aérosols et leur chimie. Cependant, elles nécessitent toutes un calcul de la sursaturation.

Une parcelle d'air peut devenir sursaturée de plusieurs manières : par apport de vapeur d'eau, par refroidissement, qui peut être radiatif ou dû à une détente adiabatique mais également par advection ou par mélange de masse d'air. La sursaturation régit l'activation des aérosols mais également la quantité d'eau condensée. La condensation contribue à diminuer la sursaturation par baisse de la quantité d'eau sous forme vapeur. L'équation d'évolution de la sursaturation est la suivante :

$$\frac{dS}{dt} = \frac{P}{\varepsilon e_{\text{sat}}(T)} \frac{dr_v}{dt} - (1 + S) \left[ \frac{\varepsilon L_v}{R_d T^2} \frac{dT}{dt} + \frac{g_w}{R_d T} \right] \quad (2.17)$$

Où  $P$  représente la pression,  $\varepsilon$  le rapport de la masse molaire de l'air sec sur la vapeur d'eau,  $r_v$  le rapport de mélange en vapeur d'eau,  $L_v$  la chaleur latente d'évaporation de l'eau,  $R_d$  la constante des gaz parfaits pour l'air sec et  $g$  l'accélération gravitationnelle. Le terme en  $\frac{dT}{dt}$  représente notamment le refroidissement par le rayonnement infrarouge.

La sursaturation joue un rôle primordial pour la microphysique. Son calcul est communément effectué par un schéma d'ajustement à la saturation, que l'on nomme ici schéma A.

### Schéma A : schéma d'ajustement à la saturation

Ce schéma diagnostique la sursaturation maximale à chaque pas de temps en faisant l'hypothèse qu'elle est entièrement condensée : elle est obtenue en résolvant l'équation 2.17 égale à 0. Le diagnostique maximum de sursaturation est directement traduit en diagnostique de concentration de CCN activés ( $N_{\text{act}}$ ) en utilisant le spectre d'activation des CCN.  $N_{\text{act}}$  est mis à jour à chaque fois qu'il est supérieur à la concentration de CCN déjà présente dans la maille, la concentration d'aérosols nouvellement activée est alors l'écart entre ces deux concentrations. Pour l'eau liquide, la masse de vapeur d'eau disponible correspondant à la sursaturation maximale est instantanément condensée telle que la valeur de la sursaturation soit égale à 0, c'est l'ajustement à la saturation. Selon Thouron et al. (2012), ce schéma est efficace pour la simulation de nuages convectifs : en effet, les structures dynamiques sont assez longues en temps pour que le maximum de sursaturation soit atteint. Ce n'est cependant pas le cas pour les brouillards, où la durée de vie des structures dynamiques ne l'assure pas. De plus, si le maximum de sursaturation est atteint, il n'est pas assuré que l'activation ait lieu à la bonne altitude puisqu'il y a activation dans la première maille où le tourbillon passe, mais pas nécessairement celle où le maximum de sursaturation serait atteint. En outre, toujours selon Thouron et al. (2012), la quantité d'eau condensée n'est pas considérée alors qu'elle représente un terme puits pour la sursaturation. En réalité, si des aérosols ont déjà été activés dans la maille, la condensation de la vapeur amène à une baisse de la sursaturation, que le terme source de refroidissement doit compenser pour qu'un nouveau maximum soit atteint. Ceci n'est pas une contrainte pour les nuages de type convectif, où l'activation a lieu à la base du nuage. Mais cela le devient pour les nuages dont l'activation est principalement pilotée par le refroidissement radiatif. Les mêmes auteurs montrent ainsi que le schéma d'ajustement à la sursaturation conduit à des sursaturations trop élevées, ainsi qu'à des concentrations d'aérosols trop importantes pour le cas des stratocumulus et probablement des brouillards.

### Schéma B : diagnostique de la sursaturation

Une autre façon de calculer la sursaturation (schéma B), proposée par Thouron et al. (2012), est de la diagnostiquer en fonction de variables pronostiquées par le modèle. Cela permet une meilleure représentation de la dépendance verticale de l'activation et donc des processus dynamiques associés pour de petits pas de temps. Ce schéma a, de plus, l'avantage important de considérer les processus d'évaporation et de condensation pour le calcul de la sursaturation. Le graphique 2.4 permet d'en visualiser les étapes. Il utilise les variables conservatives que sont la température potentielle équivalente liquide  $\Theta_l^2$  et le rapport de mélange total en eau  $r_t$ , le rapport de mélange en vapeur eau  $r_v$  et la sursaturation,  $S$ . Dans un premier temps,  $S$  est dérivé à partir des valeurs de  $\Theta_l$ ,  $r_t$  et  $r_c$  après transport et processus autres que la condensation.  $S$  est alors utilisé pour l'activation des CCN et

2. La température potentielle de l'eau liquide, définie par Betts (1973), est donnée par  $\Theta_l = \Theta(1 - \frac{L_v r_c}{c_p T})$ . Le rapport de mélange total en eau est donnée par  $r_t = r_v + r_c$

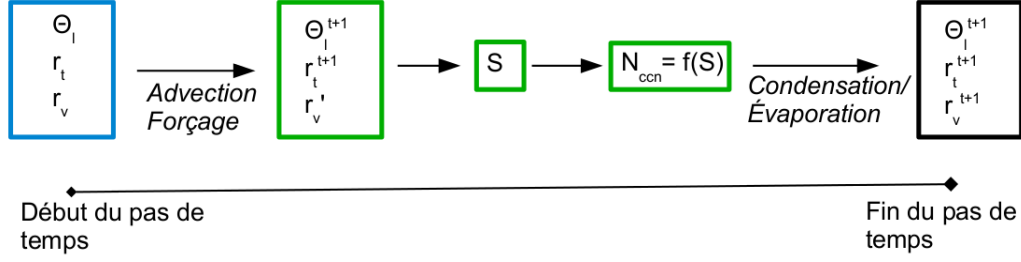


FIGURE 2.4 – Explication schématique du schéma diagnostique pour le calcul de la sursaturation.

pour modifier  $r_v$  par condensation/évaporation (qui évolue selon l'équation 2.24). Cependant les chiffres significatifs de la sursaturation sont plusieurs ordres de grandeurs en dessous de ceux des variables pronostiques permettant son diagnostic (Eq. 2.4). Une sursaturation de 0.0007, donc de 0.07%, est de 4 ordres de grandeur en deçà des valeurs des rapports de mélange permettant son diagnostic. Le diagnostic de la sursaturation est donc très sensible aux faibles erreurs sur  $\Theta_l$ ,  $r_v$  et  $r_t$ . Ceci n'est pas gênant pour les processus de condensation et d'évaporation qui sont réversibles, une sursaturation trop forte amène à une condensation trop importante et donc à une baisse de la sursaturation. Mais l'activation est un processus non réversible, une très faible erreur sur le calcul des variables pronostiques peut ainsi engendrer une activation d'aérosols trop importante et la concentration d'aérosols activés ne peut être ajustée.

### Schéma C : pseudo-pronostique de la sursaturation

Thouren et al. (2012) suggèrent un schéma pseudo-pronostique (schéma C) pour la sursaturation qui permet de limiter l'impact des erreurs sur  $\Theta_l$ ,  $r_v$  et  $r_t$ . Le schéma est dit « pseudo » car la sursaturation est d'abord advectée puis elle n'évolue pas directement selon l'équation d'évolution de la sursaturation. L'advection de la sursaturation se justifie uniquement pour de petits pas de temps et pour une résolution fine, car l'évolution de la pression de vapeur saturante, régie par l'équation de Clausius-Claperyon, peut alors être considérée comme étant linéaire.

Ce schéma utilise les mêmes variables que le schéma diagnostique et une variable pseudo-pronostique pour communiquer l'estimation de la sursaturation d'un pas de temps à l'autre. Le schéma 2.5 permet de visualiser son fonctionnement. Les variables d'entrée du schéma sont  $\Theta_l$ ,  $r_v$ ,  $r_t$  et  $S$ . Elles sont d'abord advectées puis  $\Theta_l$ ,  $r_v$  et  $r_t$  sont modifiées par les forçages (interaction avec le rayonnement, détente adiabatique, mélange de masses d'air).  $S$  (advectée) est utilisée pour l'activation des CCN. À la fin du pas de temps, les contributions des forçages ainsi que celle de la condensation/évaporation sont ajoutées au  $S$  (advectée). La contribution de la condensation/évaporation est calculée selon l'équation d'évolution de la sursaturation, pour laquelle on ne considère que les termes relatifs au changement de phase. À la fin du pas de temps, un ajustement de  $r_v$  à la nouvelle valeur de la sursaturation est effectué. Ce schéma permet d'éviter les erreurs du schéma diagnostique sur le calcul de la sursaturation. En effet, si une erreur sur  $\Theta_l$ ,  $r_v$  ou  $r_t$  survient de par le transport, alors la contribution du terme de forçage ( $dS_f$ , qui calcule l'écart entre l'état avant forçage et celui après) permet de soustraire cette erreur du calcul de la sursaturation à la fin du pas de temps. Les erreurs sont lissées.

Afin de respecter la cinétique qui impose une croissance lente des gouttelettes en diamètre pour les gammes de diamètres et de sursaturation du brouillard (Fig. 2.7), la condensation est effectuée selon l'équation d'évolution de la quantité d'eau liquide (Eq. 2.24). Son utilisation nécessite la connaissance de la distribution de gouttelettes. Les « anciennes » gouttelettes évoluent selon une loi Gamma et les « nouvelles » se forment sur un diamètre d'activation qui correspond au diamètre

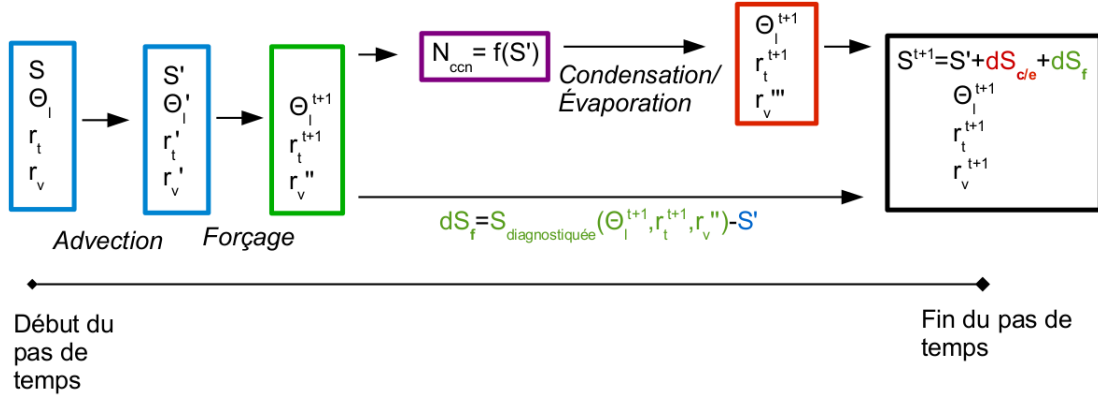


FIGURE 2.5 – Explication schématique du schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation de Thouron, 2012.

critique ( $D_c$ ). Ce diamètre est fixé pour toute la simulation. Évidemment ceci n'est pas le cas en réalité, puisqu'il évolue avec le diamètre sec des particules d'aérosol (Fig. 2.3), mais on considère que l'erreur est faible. Il représente donc un diamètre critique moyen. Le schéma 2.6 permet de représenter la méthode utilisée pour la condensation dans le cas où il n'y a pas préalablement de gouttelettes et dans le cas contraire.

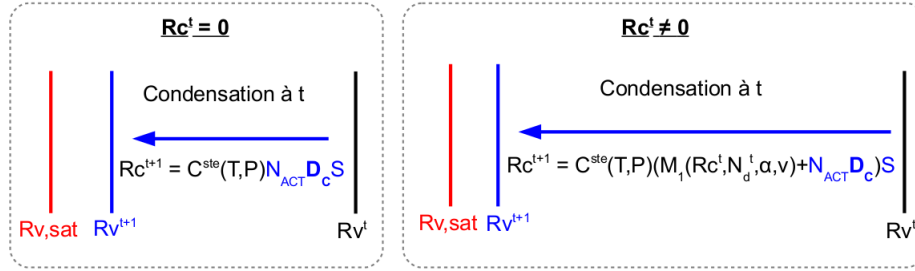


FIGURE 2.6 – Modélisation de la condensation dans le schéma diagnostique et le schéma semi-pronostique de Thouron et al. (2012) correspondant à l'équation 2.24.  $M_1$  représente le moment d'ordre 1 de la distribution de gouttelettes.  $D_c$  représente le diamètre critique humide et  $N_{act}$  les particules nouvellement activées.

Après l'étape de condensation, un ajustement à la saturation est effectué, tel que, à la fin du pas de temps,  $r_v = (S + 1)r_{v,sat}$  (Thouron et al., 2012). A l'issue de cet ajustement, un test final est effectué : si le diamètre moyen de la distribution de gouttelettes est inférieur au diamètre critique alors toutes les gouttelettes sont évaporées. Cela survient si  $D_c$  est tel que la quantité d'eau condensée est plus importante que la quantité de vapeur disponible. Un ajustement à la sursaturation nulle est alors effectué et le diamètre moyen résultant peut être inférieur au diamètre critique, notamment lors des premières activations. Ainsi, les gouttelettes ne se forment que si la proportion de gouttelettes par rapport à la quantité d'eau liquide permet d'obtenir un diamètre moyen plus grand que le diamètre critique. Du fait de la concavité du spectre d'activation, si la valeur de  $D_c$  ne permet pas la formation de gouttelettes pour les plus petites sursaturations, il est probable qu'elle le permette pour de plus fortes sursaturations.

Les études de Thouron et al. (2012), appliquées au stratocumulus marins, montrent que si les schémas diagnostique et semi-pronostique donnent des résultats similaires, le schéma semi-pronostique permet de limiter les pics d'activation dus aux erreurs de transport.

Un objectif important de la thèse est donc d'évaluer les effets de ce schéma sur la simulation

du brouillard.

## 2.4 Évolution de la distribution de gouttelettes

Une fois les aérosols activés en gouttelettes nuageuses, plusieurs processus physiques affectent leur évolution. L'objet de cette section est de décrire ces différents processus qui, à leur tour, affectent le cycle de vie du brouillard. Ces processus sont modélisés dans Méso-NH par le schéma bulk à deux moments (noté KHKO (Geoffroy, 2007)) basé sur Khairoutdinov et Kogan (2000)) pour traiter la microphysique des stratocumulus et qui est exploité pour la modélisation des brouillards. Il sera présenté dans la section 4.2.

### 2.4.1 Croissance des gouttelettes par Condensation/Evaporation

#### Croissance d'une gouttelette isolée

Dans une parcelle d'air adiabatique et non précipitante, une gouttelette, une fois activée, croît par captation de la vapeur d'eau présente dans son environnement. La gouttelette grossit proportionnellement à l'écart entre la sursaturation ambiante et la sursaturation à sa surface. La croissance d'un CCN, de rayon  $r$ , par diffusion de vapeur dans une parcelle sursaturée s'écrit, (Pruppacher et al., 1998) :

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S - S_e}{F_k + F_d} \quad (2.18)$$

avec

$$F_k = \frac{L_v \rho_w}{K_a T} \left( \frac{L_v}{R_v T} - 1 \right) \quad (2.19)$$

et

$$F_d = \frac{R_v T \rho_w}{D_{v/a} P_{v,sat}} \quad (2.20)$$

où  $S$  est la sursaturation ambiante de l'air,  $S_e$  sa valeur d'équilibre à la surface du CCN.  $D_{v/a}$  est le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air,  $K_a$  est le coefficient de conductivité thermique de l'air et  $e_{s\infty}$  la pression de vapeur saturante au-dessus d'une surface plane infinie d'eau pure.

La figure 2.7 représente le temps de croissance d'une gouttelette isolée à deux sursaturations différentes. Elle illustre d'une part le fait que la croissance de la gouttelette dépend fortement de la sursaturation ambiante (de l'ordre de 0.07% dans le brouillard et de 0.2% dans les stratocumulus), et d'autre part que le taux de croissance des gouttelettes est inversement proportionnel à leur diamètre. En fait, les gouttelettes croissent de la même quantité de surface quelle que soit leur taille. Ainsi, plus elles sont petites, plus elles grossissent rapidement. On note de plus qu'il faut un temps relativement important pour que les gouttelettes atteignent des diamètres de l'ordre de 20  $\mu\text{m}$ , même à sursaturation constante, sachant qu'en réalité, sans source extérieure, la sursaturation diminue puisque la vapeur d'eau condense sur la gouttelette.

Après activation d'un CCN, sa sursaturation d'équilibre devient négligeable, l'équation de croissance de la particule peut donc être simplifiée :

$$r \frac{dr}{dt} = \frac{S}{F_k + F_d} \quad (2.21)$$

ou encore

$$\frac{dr^2}{dt} = 2G(T, P)S \quad (2.22)$$

où  $G(T, P)$  est une fonction de la pression et de la température ( $G(T, P) \approx 5.10^{-11} \text{m}^2 \text{s}^{-1}$ ).



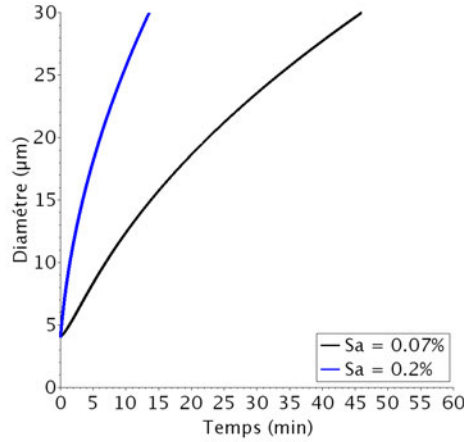


FIGURE 2.7 – Croissance d’une gouttelette isolée par diffusion de vapeur pour un même diamètre initial et deux sursaturations constantes à 0.07% et 0.2%.

### Croissance d’une population de gouttelettes

Chaque gouttelette d’une population donnée croît de la même quantité de surface. Ainsi représenté en terme de surface, un spectre de gouttelettes se translate vers les surfaces supérieures alors que représenté en terme de diamètre, il tend vers un dirac lors de la condensation, comme montré sur la figure 2.8.

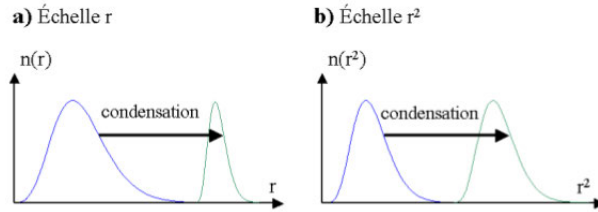


FIGURE 2.8 – Effet de la condensation sur un spectre de gouttelettes. Extrait de Geoffroy (2007).

En terme de masse, si la concentration de gouttelettes est conservée, on a :

$$\frac{dLWC}{dt} = \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} \rho_e \frac{dr^3}{dt} n(r) dr = \int_0^\infty \frac{4\pi}{3} \rho_w 3r^2 \frac{dr}{dt} n(r) dr \quad (2.23)$$

D’après l’équation 2.21, on a :

$$\frac{dLWC}{dt} = \frac{S}{F_k + F_d} 4\pi \rho_e \int_0^\infty r n(r) dr = \frac{S - S_e}{F_k + F_d} 4\pi \rho_e r_i \quad (2.24)$$

où LWC représente le contenu en eau liquide (Liquid Water Content, en anglais), le terme intégrale représente le moment d’ordre 1 qui est défini dans la partie 4 : il correspond à  $r_i$ , le rayon intégral.

A titre d’exemple, un refroidissement de 1°C conduit à la formation de 0.4 g.m<sup>-3</sup> d’eau liquide si toute la vapeur en excès est condensée.

### 2.4.2 Entraînement

Une population de gouttelettes n'évolue pas nécessairement dans un milieu adiabatique : typiquement au sommet des nuages, de l'air clair peut être entraîné dans le nuage. Ceci peut-être dû au cisaillement de vent sur la verticale ou sur l'horizontale, au refroidissement radiatif au sommet du nuage ou encore au refroidissement par évaporation de l'eau nuageuse. Le type d'entraînement peut influencer la durée de vie du nuage : par exemple si l'entraînement est plutôt de nature radiative, la couche nuageuse tend à se maintenir, alors qu'elle a tendance à se dissiper si l'entraînement est plutôt déterminé par le refroidissement par évaporation (Moeng et al., 1996). La conséquence de l'entraînement et du mélange avec de l'air clair est l'évaporation. Il existe deux types de mélange, le mélange homogène et le mélange hétérogène. La figure 2.9 illustre ces deux types de mélange. La nature du processus est déterminée par deux échelles de temps caractéristiques. La première,  $\tau_{\text{cond}}$ , représente le temps de réponse d'une gouttelette soumise à une sous-saturation pour s'évaporer totalement, et la seconde,  $\tau_{\text{turb}}$ , le temps nécessaire pour qu'un volume d'air de dimension caractéristique soit mélangé de façon homogène.

Si  $\tau_{\text{cond}} \ll \tau_{\text{turb}}$  (donc une turbulence importante), alors le volume d'air est homogénéisé avant que l'évaporation n'advienne. Ainsi, toutes les gouttelettes subissent de la même manière l'évaporation et perdent donc la même quantité de surface. C'est le mélange homogène.

Si au contraire  $\tau_{\text{cond}} \gg \tau_{\text{turb}}$ , les gouttelettes en contact avec les filaments d'air sec entraînés durant le mélange sont évaporées. Lorsque le volume d'air s'homogénéise, leur évaporation peut compenser la perte de sursaturation et maintenir le restant des gouttelettes à l'équilibre. Le contact des gouttelettes avec l'air sec étant aléatoire, le spectre de gouttelettes s'affaisse mais reste centré sur le même diamètre. C'est le mélange hétérogène.

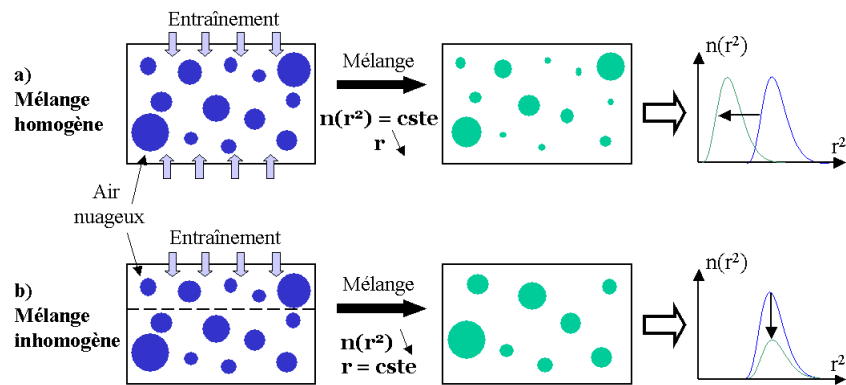


FIGURE 2.9 – Effet des mélanges homogène et hétérogène sur un spectre de gouttelettes. Extrait de Geoffroy (2007).

Les stratocumulus étant caractérisés par une turbulence faible et des gouttelettes de faible diamètre, le mélange est plutôt hétérogène (Geoffroy, 2007) .

Selon Choullarton et al. (1981), l'entraînement d'air froid et quasi saturé au sommet du brouillard peut localement amener à des conditions de sursaturation forte qui, d'une part, activent les CCN présents dans le volume d'air entraîné, mais surtout provoquent des croissances importantes des gouttelettes pré-existantes dans le volume d'air subissant l'entraînement. Cet effet pourrait expliquer l'existence de gouttelettes supérieures à  $20 \mu\text{m}$  en diamètre dans les brouillards. Mais, suivant l'auteur, cela pourrait également être imputé à des allers-retours de gouttelettes, dûs aux mouve-

ments turbulents, au sommet du brouillard, où la sursaturation est la plus élevée.

Un autre processus de croissance des gouttelettes qui permet d'atteindre des diamètres supérieurs à 20  $\mu\text{m}$  est le processus de collection.

### 2.4.3 Collection ou collision – coalescence

La vitesse de chute d'un hydrométéore augmente avec sa masse. Deux particules de masse différente peuvent rentrer en collision durant leur chute, puis soit rebondir l'une sur l'autre, soit coalescer pour ne former plus qu'une seule goutte de volume plus important mais à la tension de surface relativement plus faible (c'est l'effet Kelvin). La collision-coalescence est un processus aléatoire et non réversible, qui permet la formation des hydrométéores précipitants. Il est caractérisé par un noyau de collection, appelé aussi coefficient de coagulation, qui représente la probabilité de collection entre deux hydrométéores par unité de temps et de concentration. Le noyau de collection varie fortement suivant les masses des gouttes collectrices et collectées. Il est faible pour des gouttes de même masse puisqu'elles ont les mêmes vitesses de chute et donc peu de chance de rentrer en contact. Pour des particules collectées de diamètre inférieur à 40  $\mu\text{m}$ , quelque soit le diamètre de la goutte collectrice, la valeur du coefficient de collection a longtemps été jugé très faible (Berry et Reinhardt, 1974). Toutefois des études récentes, prenant en compte l'impact de la turbulence de micro-échelle sur les trajectoires des gouttelettes (Pinsky et al., 1999; Pinsky et Khain, 2004), énoncent que ces valeurs pourraient être largement sous-estimées. Xue et al. (2008) suggèrent que le processus de collection pourrait être initié par la turbulence pour des gouttelettes de diamètre inférieur à 20  $\mu\text{m}$  en diamètre. De fait, plusieurs études expérimentales de processus microphysiques dans le brouillard avancent l'idée, que malgré le faible diamètre, des gouttelettes issues de la collection pourraient être présentes (Niu et al., 2010; Zhao et al., 2013; Lu et al., 2013).

Sous l'effet du processus de collection, le spectre d'hydrométéores évolue vers une distribution bimodale.

### 2.4.4 Sédimentation

Les mouvements verticaux des gouttelettes sont dus à une compétition entre force de gravité, mouvements convectifs et mouvements turbulents. Lorsque les gouttelettes chutent sous l'effet de leur poids, on dit qu'elles sédimentent. Pour des faibles valeurs du nombre de Reynolds, que l'on considère pour des diamètre des gouttelettes inférieurs à 60  $\mu\text{m}$ , la vitesse de sédimentation pour les hydrométéores est exprimée en fonction de la loi de Stokes :

$$v(D) = \frac{\rho_w g C_c}{18\mu} D^2 \quad (2.25)$$

Avec  $\mu$  la viscosité de l'air et  $C_c$  un facteur correctif proposé par Cunningham (1910) pour corriger la vitesse de chute de Stokes aux faibles diamètres. En effet, lorsque le diamètre de la particule chutant approche le libre parcours moyen de l'air, la force de traînée exercée par le fluide est plus faible que celle prédite par la loi de Stokes. Le facteur de Cunningham est une correction dépendant du diamètre des particules et du libre parcours moyen du fluide, qui est lui même dépendant de la pression et la température.

D'après Roach et al. (1976), la vitesse de sédimentation dans le brouillard est comprise entre 1.6  $\text{cm.s}^{-1}$  et 2.2  $\text{cm.s}^{-1}$ . L'étude de Degeffie et al. (2014) suggère que seules les plus grosses particules sédimentent dans le brouillard, et que les plus petites sont entraînées par des mouvements de convection et de turbulence.

## 2.5 Conclusion

Cette partie a permis d'expliciter les connaissances actuelles autour de ce travail de recherche et de mettre l'accent sur le processus d'activation. Ce processus, décrit par Köhler, expose la croissance de certaines particules d'aérosols avec la sursaturation ambiante de l'atmosphère. Ce processus est à seuil : ainsi, avant de devenir des gouttelettes, la sursaturation critique des particules d'aérosols doit être supérieure à la sursaturation ambiante. La sursaturation critique dépend de la taille et de la composition chimique des particules d'aérosols. La théorie de Kappa-Köhler permet de rendre compte de la chimie complexe des aérosols à travers un seul paramètre,  $\chi$ .

Différents schémas proposent de diagnostiquer la concentration d'aérosols activés en fonction de la sursaturation ambiante. Cette thèse utilise dans un premier temps le schéma de Cohard et al. (1998), qui présente une paramétrisation simple pour la distribution et la chimie des aérosols. Ce schéma opère avec un diagnostique de la sursaturation maximale. Pour la simulations LES de brouillard, l'utilisation de la sursaturation réelle semblerait nécessaire. Thouron et al. (2012) suggèrent un schéma pseudo-pronostique de la sursaturation. Un des objectifs de la thèse est de tester ce schéma dans le cas particulier du brouillard, puisqu'il s'agit d'un nuage se formant dans des concentrations d'aérosols importantes et engendrant de faibles sursaturations.

Enfin, les différents processus affectant les distributions de gouttelettes ont été présentés. Ce travail a également pour objectif d'analyser les différents processus microphysiques mais également dynamiques, affectant l'évolution du brouillard.

La première étape de ce travail va donc consister à analyser les processus microphysiques du brouillard à partir des données expérimentales.

## Chapitre 3

# Étude expérimentale du cycle de vie des brouillards et du processus d'activation

### Sommaire

<b>3.1</b>	<b>Introduction</b>	<b>36</b>
<b>3.2</b>	<b>PréViBoss : Trois hivers de campagne de mesures sur le site du SIRTa</b>	<b>36</b>
3.2.1	Le site d'observation du SIRTa	37
3.2.2	Instrumentation microphysique	39
3.2.3	Définition des grandeurs microphysiques utilisées	42
3.2.4	Cas de brouillard durant PréViBoss	43
<b>3.3</b>	<b>Validation instrumentale</b>	<b>49</b>
<b>3.4</b>	<b>Description microphysique des brouillards au SIRTa</b>	<b>51</b>
3.4.1	Préambule	51
3.4.2	Description statistique des brouillards au SIRTa	52
<b>3.5</b>	<b>Évolution microphysique des brouillards : formation et développement</b>	<b>55</b>
3.5.1	Nappes de brouillard	55
3.5.2	Nappes de brouillard se développant sur la verticale	58
<b>3.6</b>	<b>Évolution microphysique des brouillards développés</b>	<b>64</b>
3.6.1	Évolution thermodynamique	64
3.6.2	Évolution microphysique par phases	68
3.6.3	Processus microphysiques à l'œuvre	75
3.6.4	Évolution granulométrique de 1 $\mu\text{m}$ à 50 $\mu\text{m}$ de deux cas de brouillard	78
<b>3.7</b>	<b>Impact de la microphysique des brouillards sur leur durée de vie</b>	<b>83</b>
<b>3.8</b>	<b>Impact du processus d'activation sur la microphysique des brouillards</b>	<b>86</b>
3.8.1	Résumé	87
3.8.2	Article : Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics	88
<b>3.9</b>	<b>Conclusion</b>	<b>124</b>

*L'étude expérimentale présentée dans ce manuscrit est réalisée dans le cadre de la campagne PréViBoss (Elias et al., 2012). Elle s'appuie sur les instruments déployés sur le site du SIRTa (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique) (Haeffelin et al., 2005). Dans un premier temps, le site d'observation, les objectifs de la campagne ainsi que les différents instruments utilisés sont présentés. Dans un second temps le jeu de données est présenté puis validé. Enfin les données recueillies sont analysées en deux étapes. La première se concentre sur l'évolution microphysique des gouttelettes lors du cycle de vie du brouillard, il s'agit de déterminer les processus physiques régissant l'évolution des distributions de gouttelettes en fonction de leur caractéristiques.*

*In fine, le but est d'évaluer l'impact qu'ont les différentes distributions de gouttelettes sur le cycle de vie du brouillard. La seconde étape se concentre sur le processus d'activation des particules d'aérosols en gouttelettes nuageuses. L'objectif est de mieux comprendre quels sont les facteurs déterminants la distribution de gouttelettes à la formation du brouillard.*

### 3.1 Introduction

De nombreux programmes d'observation du brouillard ont vu le jour depuis le début des années 1970 comme indiqué à la section 1.5. Les campagnes de mesures ont permis d'améliorer la compréhension des processus complexes (surface, turbulence, rayonnement, microphysique) qui pilotent le cycle de vie du brouillard. Depuis les années 1990, des campagnes de mesures très instrumentées permettent de documenter les interactions entre l'ensemble des processus régissant le brouillard, CHEMDROP (Fuzzi et al., 1998), FRAM-C et FRAM-L (Gultepe et al., 2006) et plus récemment ParisFOG (Haeffelin et al., 2010). L'originalité de ParisFOG est d'avoir fonctionné en mode routine durant 6 mois d'hiver, ce qui a permis d'échantillonner 36 brouillards. Cependant, les études de microphysiques se sont plutôt concentrées sur les aspects aérosols et chimie. En effet lors de ParisFOG, Elias et al. (2009) montrent, en voulant effectuer une fermeture sur l'extinction<sup>1</sup> mesurée par un visibilimètre, que la contribution des plus grosses gouttelettes est manquante dans le brouillard. Un WELAS mesurait alors la granulométrie des plus grosses particules mais seulement jusqu'à 10  $\mu\text{m}$  en diamètre (Burnet et al., 2012; Elias et al., 2015). Un FFSSP, qui mesure les distributions de gouttelettes de 2  $\mu\text{m}$  à 50  $\mu\text{m}$  en diamètre, a alors été déployé durant deux épisodes de la campagne ToulouseFOG qui a eut lieu durant l'hiver suivant celui de ParisFOG. L'exploitation de ces données prouve que des gouttelettes sont comprises sur la gamme de diamètre [10-50]  $\mu\text{m}$ . Une seconde campagne de mesures a alors eu lieu sur le même site que celui de ParisFOG durant 3 hivers, de 2010 à 2013, avec un dispositif renforcé pour la microphysique (Elias et al., 2015).

Un objectif de cette thèse est d'analyser les mesures pour documenter les propriétés microphysiques des brouillards et leur évolution au cours de leur cycle de vie.

### 3.2 PréViBoss : Trois hivers de campagne de mesures sur le site du SIRTa

PréViboss<sup>2</sup> (financé par le dispositif RAPID de la DGA) est l'acronyme de PREvisibilité à courte échéance de la variabilité de la VISibilité dans le cycle de vie du Brouillard, à partir de données d'Observation Sol et Satellite. Le projet PréViBoss, porté par la société Hygeos, a pour partenaire l'Institut Pierre-Simon Laplace (IPSL), à travers son Laboratoire de Météorologie Dynamique (LMD) ainsi que le Centre National de Recherches Météorologique - Groupe d'études de l'atmosphérique Météorologique (CNRM-GAME). Une campagne a eu lieu durant trois hivers de 2010 à 2013 sur le site du SIRTa, durant lesquels une instrumentation spécifique fut déployée. En particulier le CNRM-GAME a déployé sa plateforme de mesure des propriétés microphysique de l'aérosol et des gouttelettes. L'objectif de la campagne est d'étudier la faisabilité de la prévision, à courte échéance et à l'échelle locale, en se basant sur un dispositif expérimental adapté, de la variabilité de la visibilité dans le cycle de vie du brouillard, incluant l'impact des panaches d'aérosols de pollution urbaine et aussi de la brume. Cet objectif se décline suivant 4 axes :

1. L'extinction est une mesure de la perte d'énergie d'un faisceau lumineux traversant un milieu. Elle rend compte d'effets dus à l'absorption, la diffusion et la luminescence.

2. <http://wb.hygeos.com/pages/projects/previboss.php>

- Étendre une base de données d’observation, depuis le sol et par satellite, des propriétés de l’atmosphère à la surface et sur la colonne atmosphérique, et des propriétés microphysiques et optiques des aérosols, décrivant les processus en jeu dans le cycle de vie du brouillard ;
- Quantifier l’apport de l’observation satellitaire pour le diagnostic sur le cycle de vie du brouillard, et sa prévision à courte échéance ;
- Identifier les jeux de paramètres observés, au sol et par satellite, ayant une capacité descriptive ou prédictive de la variabilité de visibilité dans le cycle de vie du brouillard, en fonction de conditions atmosphériques et choix technologiques variés, et définir les dispositifs expérimentaux associés ;
- Évaluer la probabilité d’occurrence du brouillard sur quelques heures, et sa fiabilité, en fonction de divers choix technologiques et des conditions atmosphériques variées.

Notre étude consiste en une étude des processus physiques en jeu dans le cycle de vie du brouillard. Elle se focalise sur la microphysique, son but étant de déterminer l’impact du processus d’activation sur le cycle de vie du brouillard. Deux étapes la constituent : la première est l’étude du processus d’activation. Il s’agit d’en déterminer les facteurs principaux dans le cas du brouillard et son impact sur la microstructure du brouillard. La seconde est l’étude des processus affectant cette microstructure durant le cycle de vie du brouillard.

### 3.2.1 Le site d’observation du SIRTA

Le Site Instrumenté de Recherche par Télédétection (SIRTA) est localisé à Palaiseau sur le campus de l’école polytechnique (48 °71’N, 2 °21’E) à 20 km au sud de Paris (Fig. 3.1), il est divisé en 4 zones de mesures distinctes (Fig. 3.2). L’instrumentation est principalement localisée en zone 1. Comme on peut le voir sur la figure 3.2, la zone 1 comporte des hétérogénéités de surface de fine échelle (lac, forêt et milieu bâti).

Le site du SIRTA est situé sur un plateau à 160 m au dessus du niveau de la mer. L’environnement est semi-urbain, composé de champs agricoles, de forêts, de bâtiments et de zones industrielles. Les masses d’air peuvent être océaniques, continentales ou bien être chargées de pollution urbaine. Selon Crippa et al. (2013), les masses d’air échantillonnées au SIRTA sont chargées de pollution locale et proviennent très fréquemment du nord-est (Haeffelin et al., 2005). Au nord du SIRTA, une barrière d’arbres est présente, elle est longue de quasiment 2 km et son épaisseur est de quelques dizaines de mètres. Les simulations d’écoulement sur le site du SIRTA de Zaïdi et al. (2013) montrent que les perturbations induites par cette barrière d’arbres ont un impact fort sur les mesures d’énergie cinétique turbulente et de vent en zone 1.

La plateforme expérimentale qu’est le SIRTA permet l’exploitation de nombres d’instruments déployés par différents laboratoires et utilisant divers supports : télédétection active et passive, mesures au sol ainsi qu’une tour de 30 m de hauteur instrumentée. Le tableau 3.1 présente les différents instruments utilisés en zone 1 dans cette étude.

La recherche sur le brouillard a pour but d’améliorer sa prévision. Les divers instruments spécifiques à la campagne PréViBoSS sont installés en routine, c’est à dire qu’ils doivent fonctionner durant toute la durée d’une campagne afin de ne pas manquer d’épisode de brouillard. Ces mesures sont complétées par des radiosondages effectués, indépendamment de la campagne, de manière bi-journalière à la station météorologique de Trappes située à 19 kilomètres au nord-ouest du site.

Nom	Paramètre mesuré	Précision	Résolution temporelle
COUCHE LIMITE DE SURFACE			
MP101A	Température et humidité 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m, 30 m	$\pm 0.2$ K en Température $\pm 2\%$ en Humidité	1 min
Young Sonic Anemometers KH20	Flux turbulent 10 m, 30 m		
Abri Météo Classique	T, HU, P, Précipitation - 2 m Vent - 10 m		5 s
SURFACE			
ML2x	Température et humidité -5 cm, -10 cm, -20 cm, -50 cm		1 min
PROFIL ATMOSPHERIQUE			
RS90	Radiosondages de Trappes à 20 km		00 UTC 12 UTC
TÉLÉDÉTECTION			
Vaisala CL31 Telemeter	Hauteur du plafond nuageux	$\pm 15$ m	30 s
Sodar PA	Profil vertical de direction et force du vent (100-600 m)		20 min
WLS7v2 doppler wind lidar	Profil vertical de direction et force du vent (40-250 m)		10 min
HATPRO	Profil vertical de température Liquid Water Path (sol-2000 m)		5 min
Surface pyrgeometre et pyranometre	SW et LW downwelling et upwelling flux		4 W.m <sup>-2</sup> en LW 5 W.m <sup>-2</sup> en SW
MICROPHYSIQUE IN SITU			
PALAS WELAS-2000 Particle Counter	Distribution d'aérosols hydratés (0.36 $\mu$ m-10 $\mu$ m)	$\pm 20\%$ en concentration	5min
DMT FM-100 Particle Counter	Distribution de gouttelettes (2 $\mu$ m-50 $\mu$ m)	$\pm 10\%$ en concentration	1s
Gerber PVM-100	Contenu en eau liquide (3 $\mu$ m -50 $\mu$ m)	$\pm 15 \%$	1 min
Degreane DF20+ et DF 320 Visibilimeter	Visibilité horizontale	<5km : $\pm 0\%$ , 5-20 km : $\pm 15\%$ >20km : $\pm 20 \%$	1min
MICROPHYSIQUE « SÈCHE »			
TSI SMPS	Distribution sèche d'aérosols (10.6 nm-496 nm)	$\pm 20\%$	5 min
TSI CPC 3025	Concentration d'aérosols secs (2 nm-2500 nm)	$\pm 10\%$	5 min
CCNC DMT	Fraction de CCN parmi les CN (0.1 % - 0.5 %)	$\pm 10\%$ en concentration $\pm 10 \%$ en sursaturation	20 min

TABLE 3.1 – Instrumentation déployée sur le SIRTa durant PréviBoss et utilisés durant cette étude en zone 1



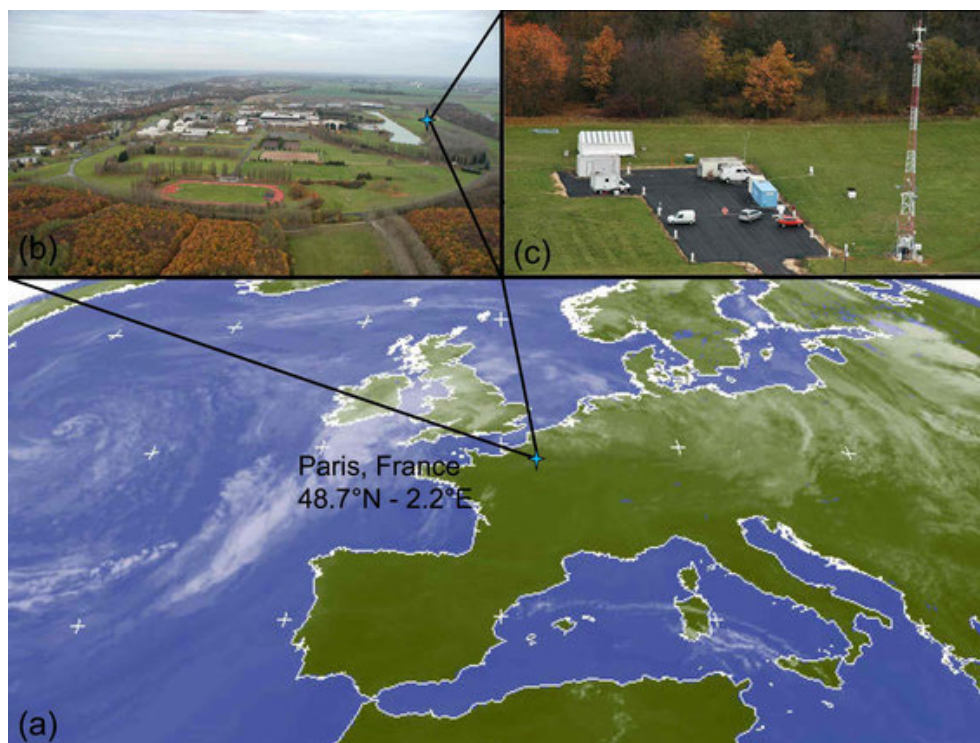


FIGURE 3.1 – Localisation du site expérimental du SIRT.

### 3.2.2 Instrumentation microphysique

Comme exposé dans le tableau 3.1, une instrumentation microphysique spécifique de l'équipe MNPCA/GMEI du CNRM-GAME a été déployée durant le projet PréViboSS. Son fonctionnement en routine a permis l'analyse d'un grand nombre de données microphysiques.

Quatre instruments de mesure in-situ à humidité ambiante sont dédiés à la microphysique humide. Ils renseignent sur le contenu en eau liquide, la distribution granulométrique des particules hydratées et des gouttelettes d'eau ainsi que sur la visibilité. La distribution en nombre et en taille des aérosols hydratés et des gouttelettes est obtenue par la combinaison du WELAS-2000 (Palas GmbH, Karlsruhe, Germany) et du FM-100 (Droplet Measurement Technologies Inn., Boulder, CO, USA). Le contenu en eau liquide est renseigné par le FM-100 et le PVM-100 (Gerber Scientific Inc.). Ces trois instruments sont situés à 2.5m du sol en zone 1. Ces instruments sont visibles sur la figure 3.3. L'air analysé par le FM-100 est aspiré par une pompe à travers une tête horizontale orientée nord. Le WELAS fonctionne également avec un système de pompe, la tête d'aspiration est placée sur sa face supérieure et est protégée de la pluie par un capuchon surélevé. Le PVM analyse directement l'air ambiant sans nécessité de l'aspirer.

L'information sur la visibilité et son évolution verticale est donnée par deux visibilimètres De-greanne (DF20+ et DF320), l'un est situé à 4m du sol en zone 1, l'autre à 18m en zone 3 jusqu'à mars 2012 puis en zone 1. Un télémètre CL31 renseigne sur la hauteur du plafond nuageux et permet de localiser des nuages hauts pouvant être responsables de la dissipation d'un brouillard.

Les instruments de microphysique sèche caractérisent les aérosols. Ils sont installés à l'intérieur d'un conteneur. La masse d'air analysée entre par une tête de prélèvement PM2.5 située à une hauteur de 4m en zone 1, qui sélectionne toutes les particules inférieures à 2.5  $\mu\text{m}$ , puis passe par un assécheur qui réduit l'humidité relative à moins de 50 %. L'air aspiré est ensuite réparti entre



FIGURE 3.2 – Localisation des différentes zones de mesures du Sirta sur le site de l'école polytechnique.

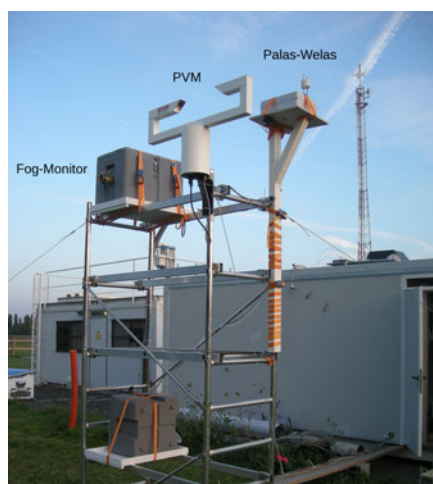


FIGURE 3.3 – Instrumentation microphysique in-situ installée sur une tour de 2.5m.

trois instruments, un SMPS (Scanning Mobility Particle Sizer) qui fournit un spectre dimensionnel d'aérosols de 10.6 nm à 496 nm, un CPC (TSI 3025) qui mesure la concentration totale en particule d'aérosols de 2.5 nm à 2.5  $\mu\text{m}$  et enfin un CCNC (Condensation Cloud Nuclei Counter, Droplet Measurement Technologies Inn., Boulder, CO, USA) qui mesure la fraction de CCN à différentes sursaturations.

Le paragraphe qui suit détaille le fonctionnement de ces instruments.

- Le FM-100 (Fig. 3.4(a)) mesure l'intensité diffusée, entre 5 ° et 14 °, des gouttelettes qui traversent un faisceau laser à 658 nm. Le flux de gouttelettes traverse perpendiculairement le faisceau laser et deux photodiodes mesurent la diffusion avant de la lumière. Le FM-100 est désigné (tête de prélèvement, pompe) pour que le flux d'air soit laminaire dans les 3.85  $\text{cm}^3$  de volume échantillonné toutes les secondes. La vitesse de passage dans le faisceau laser ( $\sim 15$  m/s) doit ainsi être la même pour toutes les particules. Dans le brouillard, les faibles concentrations de gouttelette mesurées rendent négligeable les coïncidences, c'est à dire la présence de plusieurs particules en même temps sur le faisceau laser. L'amplitude du signal reçu par les photodiodes est liée au diamètre de la gouttelette via la théorie de Mie, dans l'hypothèse d'une gouttelette sphérique. Les gouttelettes sont détectées, toutes les secondes, entre 2  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  de diamètre réparties sur 20 classes. À chaque classe de diamètre correspond une mesure de la concentration de gouttelettes, dont les diamètres sont compris

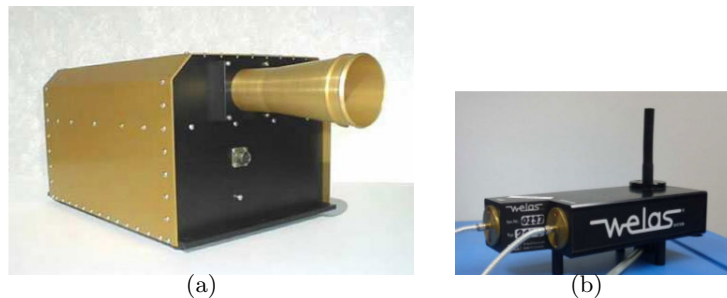


FIGURE 3.4 – Photographie d'un FM-100 (a) et d'un WELAS (b).

entre la borne inférieure et la borne supérieure de la classe. Dû aux ambiguïtés de la courbe de Mie, les premières classes du FM-100 sont imprécises comme le montre la figure 3.5. Selon Spiegel et al. (2012), l'incertitude sur la mesure de la concentration est de 10 %.

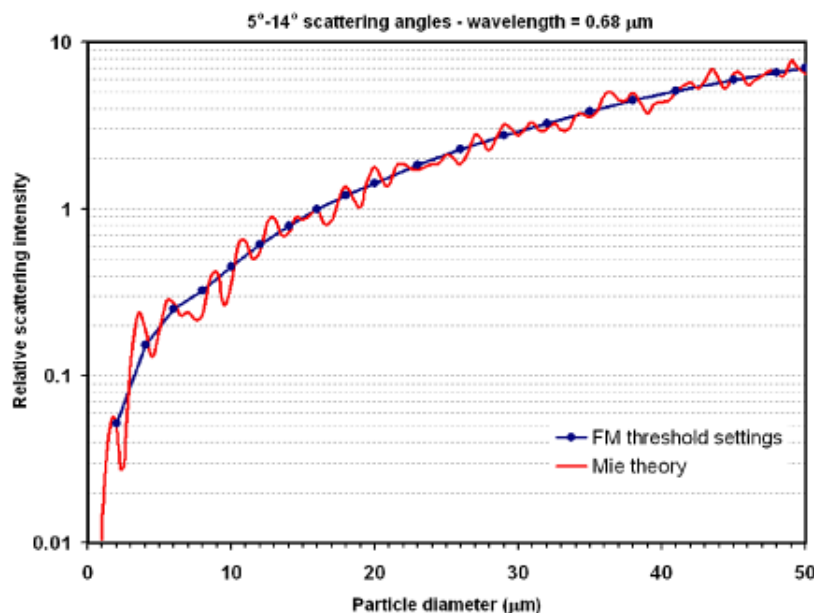


FIGURE 3.5 – Courbe de Mie calculés avec les caractéristiques du FM-100 pour de l'eau. Les classes de diamètre du FM-100 sont marquées par les points bleus. Extrait de Tardif (2007b).

- Le WELAS (Fig. 3.4(b)) mesure l'extinction due à la diffusion d'une lumière blanche à 90°. Il échantillonne un volume de 6.4 cm<sup>3</sup> toutes les 5 min et détecte des particules entre 0.36 μm et 46 μm de diamètre répartis entre 66 classes. Le design de la tête d'aspiration rend difficile la détection de particules de diamètre supérieur à 10 μm mais aussi, la forte concentration de particules qu'il mesure rend statistiquement difficile le comptage de ces particules (Burnet et al., 2012; Elias et al., 2015).
- Le PVM-100 mesure l'intensité diffusée par un ensemble de particules traversant un faisceau laser à 780nm. Il échantillonne un volume de 3 cm<sup>3</sup> en permanence et détecte le signal produit par des particules de diamètres compris entre 3 μm et 50 μm. Grâce à l'utilisation de filtres annulaires à transmittance variable et d'un filtre séparateur, la diffusion est mesurée par deux photodiodes sur une large gamme d'angle de diffusion ce qui permet d'obtenir une mesure directe de la surface des gouttelettes et du contenu en eau liquide. Selon Allan et al. (2008), l'incertitude sur la mesure du PVM-100 est de 15 %.

La calibration du PVM-100 est effectuée en extinction en utilisant des filtres optiques. L'extinction des gouttelettes étant proportionnelle à leur surface et à leur volume (Chylek, 1978) pour des diamètres inférieures à 28  $\mu\text{m}$ . Les calibrations en diamètre du WELAS et du FM-100 sont réalisées avec respectivement des billes de latex mono-dispersé et des billes de verre. Les courbes de calibration sont ensuite corrigées avec l'indice de réfraction de l'eau. Sur ces deux instruments, aucun étalonnage en concentration ne peut être effectué. En revanche, puisque certaines mesures sont redondantes elles peuvent être comparées. C'est l'objet du paragraphe 3.3.

- Les CPC sont des compteurs de particules, ils détectent toutes les particules dont le diamètre est supérieur à leur diamètre limite de détection. Le flux d'aérosols prélevé passe par une chambre saturée contenant du butanol (ou de l'eau) sous forme liquide. Puis il est dirigé dans une chambre plus froide, où la vapeur d'alcool (ou d'eau) condense sur toutes les particules indépendamment de leur taille. La taille limite de détection dépend de la saturation atteinte. Les particules sont ensuite comptées optiquement.
- Le SMPS résulte de l'assemblage de deux instruments. Un long analyseur à mobilité différentielle (DMA, TSI 3071) sélectionne des particules en fonction de leur diamètre de mobilité électrique. L'air, chargé électriquement par une source radioactive, passe dans une colonne à laquelle est appliquée un champ électrique. Ce champ électrique permet de séparer les particules porteuses de charges identiques en fonction de leur mobilité électrique, qui est dépendant de leur diamètre. Un CPC placé en sortie permet de compter le nombre de particules sélectionnées par le DMA. En variant l'amplitude du champ électrique dans la colonne, une gamme de diamètre 10.6 nm à 496 nm, répartie sur 108 classes, est balayée, avec une résolution temporelle de 5 min.
- Le CCNC est un compteur de noyaux de condensation nuageux. Il utilise une chambre de diffusion statique et opère en sursaturant l'air échantillonné. Pour cela, il utilise la différence de vitesse entre diffusion de la chaleur et de l'eau. Les molécules d'eau étant plus légères que les autres principaux composants de l'air qui sont  $\text{N}_2$  et  $\text{O}_2$ , elles se diffusent plus rapidement dans l'air que la chaleur gouvernée par les collisions entre les molécules de l'air. Le CCNC fixe une sursaturation en imposant un gradient de température et un flux d'humidité sur les colonnes des parois de la chambre, dans laquelle les aérosols sont échantillonnés. Un profil de sursaturation est ainsi créé dont le maximum se situe au centre. Les aérosols dont la sursaturation critique est atteinte sont activés en gouttelettes et grossissent par condensation. Les gouttelettes atteignent un diamètre supérieur à 1  $\mu\text{m}$  et sont détectées par un compteur de particules en sortie du CCNC. La sursaturation appliquée évolue de 0.1 % à 0.5 % par pas de 0.1 %. Vingt minutes sont nécessaires pour effectuer un cycle.

Les compteurs de noyaux de condensation ou de particules sont calibrés en concentration par intercalibration avec des électromètres. Le SMPS est calibré en diamètre avec des aérosols de latex polystyrène de taille connue. La calibration du CCNC est effectuée par l'utilisation d'un DMA, installé en entrée, qui permet de sélectionner des diamètres d'aérosols de sulfate d'ammonium au spectre d'activation connu.

### 3.2.3 Définition des grandeurs microphysiques utilisées

L'exploitation des données instrumentales est réalisée à travers l'analyse de grandeurs microphysiques qui sont pour la plupart issues de mesures discrètes de distributions de particules. Dans cette étude sont utilisés :

- La concentration,  $N$  : elle est obtenue en sommant le nombre de particules comptées dans

chaque classe rapporté au volume d'échantillonnage ( $V_{ch}$ ) :

$$N = \frac{1}{V_{ch}} \sum_j N_j \quad (3.1)$$

- Le contenu en eau liquide, LWC (en  $\text{g.m}^{-3}$ ) : il est obtenu en sommant le volume d'eau liquide dans chaque classe en supposant des gouttelettes sphériques :

$$\text{LWC} = \frac{1}{V_{ch}} \frac{\pi}{6} \rho_w \sum_j N_j d_j^3 \quad (3.2)$$

où  $d_j$  représente le diamètre moyen de chaque classe.

- Le spectre logarithmique, représentatif de la distribution de gouttelettes :

$$\frac{dN}{d\log D}(d_j) = \frac{1}{V_{ch}} \frac{N_j}{\log(dp_j) - \log(dm_j)} \quad (3.3)$$

où  $dp_j$  et  $dm_j$  représentent respectivement les bornes supérieures et inférieures d'une classe de diamètre.

- Le diamètre effectif,  $D_{eff}$  : il représente le diamètre d'une population de particules prépondérante sur le plan radiatif (Hansen et Travis, 1974). Il est couramment utilisé pour comparer des distributions entre elles, il est obtenu par le rapport du volume total de gouttelettes sur leur surface totale :

$$D_{eff} = \frac{\sum_j N_j d_j^3}{\sum_j N_j d_j^2} \quad (3.4)$$

- Le diamètre médian :  $D_{50}$ , 50% de la concentration de particules est située au dessus de lui.
- Le diamètre moyen,  $D_m$  :

$$D_m = \frac{\sum_j N_j d_j}{\sum_j N_j} \quad (3.5)$$

- L'extinction, calculée à partir de l'équation de Mie :

$$\beta_{ext} = \frac{1}{V_{ch}} \pi \sum_j Q_{ext} N_j \left(\frac{d_j}{2}\right)^2 \quad (3.6)$$

où  $Q_{ext}$  représente l'efficacité d'extinction de Mie, pour des gammes de diamètres supérieurs à  $2 \mu\text{m}$ .  $Q_{ext}$  peut être considérée comme constante et égale à 2 pour les gouttelettes (Brennig et al., 2000).

La notation suivante est utilisée pour,

- $N_d$ , la concentration de gouttelettes comprise entre le diamètre critique et  $50 \mu\text{m}$  en  $\text{cm}^{-3}$ .

On parle de mode de la distribution de gouttelettes pour désigner le(les) diamètre(s) pour lequel(lesquels) la concentration de gouttelettes est la plus élevée.

### 3.2.4 Cas de brouillard durant PréviBoss

Un brouillard est défini comme étant une composition de très fines gouttelettes en suspension provoquant une réduction de la visibilité à des valeurs inférieures à 1000 m. Puisque les brouillards ne sont pas toujours homogènes spatialement et temporellement, Tardif et Rasmussen (2007) ajoutent

un critère sur la visibilité moyenne. Elle doit, moyennée sur 10 min, rester au moins 30 min inférieure à 1000 m sur une période de 50 min.

Tardif et Rasmussen (2007) ont établi une classification des brouillards selon leur type, elle constitue la base du classement des brouillard effectuée au SIRTa (Dupont et al., 2015) et repose sur les précipitations, le vent, la couverture nuageuse ainsi que la température. Dans cette thèse les brouillards sont également discriminés selon le développement vertical de la visibilité (Elias et al., 2009). Deux visibilimètres situés à 3 m et à 18 m (10 m en 2013) sont pour cela utilisés ; Une nappe de brouillard est définie comme étant un brouillard respectant la définition à 3 m mais pas à 18 m (10 m en 2013) contrairement à un brouillard développé. Les tableaux 3.2, 3.3 et 3.4 recensent les différents types de brouillards observés au SIRTa durant les trois saisons ainsi que leur durée et leur minimum de visibilité. Le fonctionnement ou non des instruments centraux à cette étude : le WELAS-2000, le FM-100, le SMPS et le CCNC, est également renseignée.

110 cas de brouillards ont été recensés durant PréviBoss, au SIRTa. Parmi ceux-ci, 49 sont des brouillards radiatif (RAD), 48 des brouillards issus d'affaissement de stratus (STL), 3 des brouillards d'advection (ADV), 5 des brouillards de précipitation (PREC) et 5 d'entre eux sont indéterminés (IND). 18 épisodes sont des nappes de brouillards (NAP), 81 sont développés sur la verticale (DEV) et 11 d'entre eux sont indéterminés. Certains cas commencent leur cycle de vie en tant que nappe puis évoluent en brouillard développé, c'est le cas de 4 épisodes. Les brouillards majoritairement représentés au SIRTa sont les brouillards développés radiatifs et d'affaissement de stratus. Ce sont ceux qui concernent notre étude.

Le télémètre, qui mesure le profil vertical de rétrodiffusion, fournit une mesure de la hauteur de la base du brouillard. L'analyse de ces données permet d'observer que seulement 30% des brouillards classés radiatifs au SIRTa se forment au sol. En effet, dans 70 % des cas, le mélange vertical amène à des refroidissements adiabatiques de l'air suffisamment importants dans les ascendances pour atteindre des conditions de sursaturations au dessus de la surface. La figure 3.6 montre le profil de rétrodiffusion mesuré par le CL31 pour l'épisode d'un brouillard classé radiatif de la journée du 15/11/11. Lorsque de l'eau est présente dans l'atmosphère, la section efficace de diffusion des gouttelettes domine et augmente grandement la puissance rétrodiffusée. On observe ainsi la formation d'une couche nuageuse à 150 m au dessous de la surface à 0200 UTC le 15/11/11 alors que le brouillard n'apparaît au sol qu'à 0230 UTC. Comme mentionné précédemment, la présence d'une barrière d'arbres au nord du site perturbe fortement les écoulements et pourrait induire un mélange vertical important en altitude. La distinction avec les brouillards nés d'un affaissement de stratus devient alors tenue. Elle est effectuée, selon Tardif et Rasmussen (2007), par la force du vent et la hauteur du plafond nuageux.

La figure 3.7 permet de visualiser les statistiques de durée de vie et de minimum de visibilité sur les trois saisons, pour la totalité des épisodes, pour les brouillards radiatifs et pour les brouillard issus d'un affaissement de stratus. Les minima de visibilité et durée de vie individuels sont également représentés. La durée médiane des épisodes de brouillard est de 2h20 et la visibilité minimale médiane est de 140 m. La durée de vie médiane des brouillards radiatifs est 1h25 plus longue que celle des brouillards issus d'un affaissement de stratus et l'intervalle de durée de vie de ce type de brouillard est plus resserré, leur durée de vie n'excède pas 13h20 contre 23h20 pour le brouillard radiatif le plus long. Mais les percentiles 25 et 75 de la durée de vie de ces deux types de brouillards sont très proches. On observe que les épisodes avec un minimum de visibilité supérieur à 200m ont une durée de vie plus courte que les autres brouillards, mais aucune tendance n'apparaît pour les épisodes à visibilité minimale inférieure à 200m.

Les tableaux 3.2, 3.3 et 3.4 rendent compte de la difficulté de maintenir des instruments en

fonctionnement sur une longue durée et par conséquent, du faible nombre de brouillards bénéficiant des 4 instruments clés (WELAS, FM-100, SMPS et CCNC). Ceci est principalement dû à des problèmes électriques. Or l'étude du processus d'activation nécessite ces 4 instruments qui permettent de relier particules d'aérosols et gouttelettes via l'information sur l'hygroscopicité des aérosols. Les épisodes de brouillard, pour lesquels les 4 instruments ont fonctionné, sont désignés par f puis un numéro. Ils sont au nombre de 23 (3 nappes de brouillards, 10 brouillards issus d'un affaissement de stratus et 13 brouillards radiatifs). Pour étudier l'évolution microphysique du brouillard, le WELAS et le FM-100 suffisent. Les épisodes qui font l'objet de l'étude microphysique sont repérés par un F puis un numéro, ils sont au nombre de 42 (6 nappes de brouillard, 20 brouillards issus d'un affaissement de stratus et 22 brouillards radiatifs). Pour certains brouillards, les deux instruments ont fonctionné mais soit les brouillards sont très instables dynamiquement soit leur durée de vie est très courte et ne permet pas d'étude réelle. Ces brouillards ne sont pas alors étudiés. On rappelle de plus que notre étude ne porte que sur les brouillards radiatifs et ceux issus d'un affaissement de stratus.



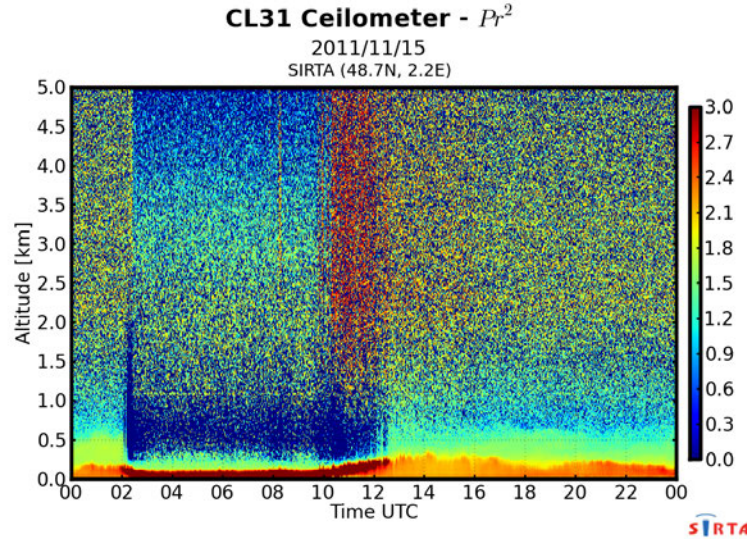


FIGURE 3.6 – Profil de rétrodiffusion mesuré par le CL31 sur la journée du 15/11/11.

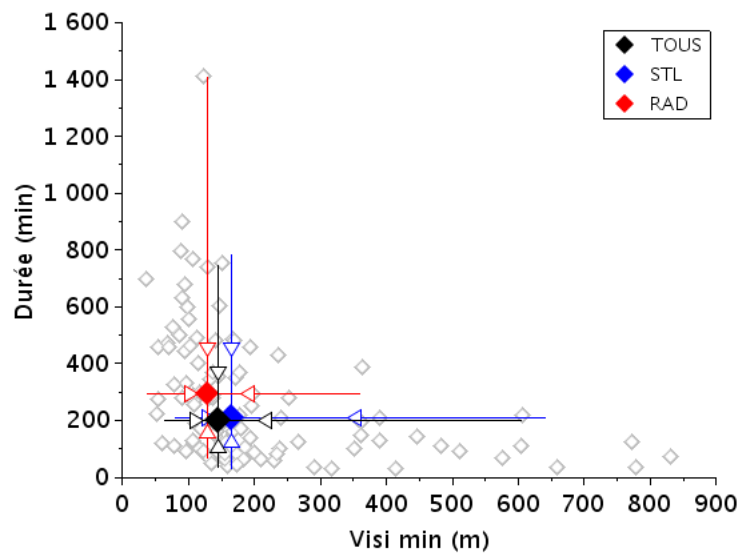


FIGURE 3.7 – Nuages de points des valeurs médianes et des percentiles 5<sup>th</sup>, 25<sup>th</sup>, 75<sup>th</sup> et 95<sup>th</sup> des minima de visibilité (m) en fonction des durées de vie des brouillards (minutes). Les losanges représentent les valeurs médianes, les triangles les percentiles 25<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup>. Les traits pleins joignent les percentiles 5<sup>th</sup> aux percentiles 95<sup>th</sup>. En noir sont représentées les statistiques sur tous les épisodes de brouillard, en rouge seulement des brouillards radiatifs et en bleu seulement des brouillards issus d'un affaissement de stratus. Les losanges gris représentent les minima de visibilité et la durée de vie correspondant à chaque épisode.



N°		Date	ti	Durée	VIS min	Type	Dev	WELAS	FM-100	SMPS	CCNC
micro	act		(UTC)	(min)	(en m)			-2000			
F1		26/10/10	02h40	280	91	RAD	NAP	✓	✓		
		31/10/10	23h15	170	133	RAD	IND	✓			
		01/11/10	03h10	80	140	RAD	IND	✓			
		15/11/10	04h00	190	110	STL	IND	✓	✓	✓	
		16/11/10	05h00	225	52	RAD	DEV		✓	✓	✓
F2	f1	16/11/10	22h00	460	53	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F3	f2	19/11/10	05h40	270	108	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F4	f3	19/11/10	15h40	130	389	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
		28/11/10	23h15	125	773	RAD	NAP	✓	✓	✓	
		30/11/10	02h00	275	53	IND	DEV	✓	✓	✓	
		08/12/10	11h25	280	251	PREC	NAP	✓		✓	
		09/12/10	03h30	90	96	IND	IND		✓	✓	
		09/12/10	07h00	30	317	IND	IND		✓	✓	
		20/12/10	15h30	480	140	STL	DEV	✓		✓	
		21/12/10	02h20	600	98	STL	DEV	✓		✓	
		21/12/10	14h00	330	97	STL	DEV	✓		✓	
		28/12/10	18h35	95	165	STL	DEV				
		28/12/10	21h50	100	238	RAD	DEV				
		29/12/10	00h15	795	88	STL	DEV				
		29/12/10	16h20	65	209	RAD	DEV				
		30/12/10	04h45	120	151	STL	DEV				
		30/12/10	18h20	445	94	RAD	DEV				
		31/12/10	07h30	195	361	RAD	DEV				
		01/01/11	07h55	110	605	STL	DEV				
		01/01/11	21h05	220	177	STL	DEV				
		17/01/11	01h40	470	67	ADV	DEV				
		19/01/11	07h45	40	158	RAD	NAP				
		01/02/11	02h30	145	446	STL	DEV				
		02/02/11	04h25	210	390	STL	DEV				
		03/02/11	19h30	172	118	STL	DEV				
		08/02/11	05h45	125	156	STL	IND				
		09/02/11	06h35	345	133	STL	DEV				
		13/02/11	04h00	280	130	RAD	IND				
		16/02/11	03h40	530	76	ADV	DEV				
		17/02/11	19h55	700	36	RAD	DEV				
		19/02/11	02h20	460	69	STL	DEV				
		19/02/11	14h50	390	364	STL	DEV				
		21/02/11	04h30	160	143	STL	DEV				
		25/02/11	00h30	110	77	RAD	DEV				
		27/03/11	00h48	323		RAD	NAP		✓		

TABLE 3.2 – Épisodes de brouillard durant la saison 2010-2011, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d'advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l'heure de formation du brouillard.

N° micro	act	Date	ti (UTC)	Durée (min)	VIS min (en m)	Type	Dev	WELAS -2000	FM-100	SMPS	CCNC
		17/10/11	00h20	80	173	IND	NAP	✓	✓		
		22/10/11	06h30	105	186	IND	DEV	✓	✓		
F5		01/11/11	22h45	555	101	RAD	DEV	✓	✓		
F6	f4	10/11/11	18h00	1410	122	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F7		12/11/11	03h00	200	135	STL	DEV	✓	✓		✓
F8	f5	15/11/11	02h50	410	235	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F9	f6	16/11/11	01h10	740	128	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F10	f7	16/11/11	16h00	490	112	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F11	f8	18/11/11	01h30	160	167	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
F12	f9	19/11/11	22h00	630	90	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
		21/11/11	00h50	62	155	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
F13	f10	21/11/11	23h50	500	87	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
F14	f11	22/11/11	20h50	100	116	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
F15	f12	23/11/11	03h25	400	115	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F16	f13	24/11/11	06h20	460	193	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F17	f14	24/11/11	16h10	125	267	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F18	f15	25/11/11	21h40	770	106	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
		28/11/11	01h20	60	230	PREC	NAP	✓	✓	✓	✓
F19	f16	28/11/11	06h30	250	195	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
		11/12/11	07h20	90	142	ADV	DEV	✓	✓		
		19/12/11	05h00	190		RAD	DEV		✓	✓	
		05/02/12	05h55	75	831	STL	DEV	✓		✓	
		12/02/12	23h04	326	77	STL	DEV	✓		✓	
		18/02/12	04h45	65	183	STL	DEV		✓	✓	
		24/02/12	04h40	210	240	STL	DEV		✓	✓	
		01/03/12	01h20	295	197	STL	DEV	✓		✓	
		02/03/12	05h10	220	606	STL	DEV	✓		✓	
F20		03/03/12	06h10	195	152	STL	DEV	✓	✓		✓
F21		04/03/12	00h20	190	137	STL	DEV	✓	✓		
		12/03/12	05h30	70	131	RAD	NAP		✓	✓	✓
F22		12/03/12	23h40	280	136	RAD	DEV	✓	✓		✓
F23		14/03/12	03h40	170	180	STL	DEV	✓	✓		
F24		16/03/12	04h37	122	60	RAD	DEV	✓	✓		

TABLE 3.3 – Épisodes de brouillard durant la saison 2011-2012, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d'advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l'heure de formation du brouillard.

N°		Date	ti	Durée	VIS min	Type	Dev	WELAS	FM-100	SMPS	CCNC
micro	act		(UTC)	(min)	(en m)			-2000			
		10/10/12	2h010	350	172	STL	DEV				
		11/10/12	01h10	680	95	STL	DEV				
		14/10/12	02h30	290	106	RAD	DEV				
F25		21/10/12	06h20	110	483	RAD	NAP	✓	✓		
		22/10/12	05h30	90	123	RAD	IND				
		23/10/12	20h30	209		RAD	IND				
		24/10/12	03h40	80	155	RAD	DEV				
F26		04/11/12	01h00	290	137	RAD	DEV	✓	✓		
F27		09/11/12	06h35	300	116	RAD	DEV	✓	✓		
F28		12/11/12	00h05	605	146	STL	DEV	✓	✓		
		14/11/12	09h30	150	361	STL	DEV	✓		✓	✓
		16/11/12	00h00	900	90	STL	DEV			✓	
F29	f17	16/11/12	20h45	755	151	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
		17/11/12	21h55	130	107	RAD	IND		✓		
F30	f18	20/11/12	03h00	370	177	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F31	f19	20/11/12	20h15	155	139	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F32	f20	22/11/12	03h15	355	144	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
		29/11/12	23h07	486	167	RAD	DEV	✓	✓	✓	
F33	f21	30/11/12	19h00	465	102	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F34		01/12/12	04h40	345	133	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓
F35		01/12/12	16h25	140	194	RAD	DEV	✓	✓	✓	
		07/12/12	02h50	90	511	PREC	IND		✓	✓	
		13/12/12	20h20	30	413	STL	DEV	✓	✓	✓	
F36	f22	10/01/13	02h15	81	233	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F37	f23	10/01/13	05h00	100	351	STL	DEV	✓	✓	✓	✓
F38		12/01/13	05h15	85	200	RAD	DEV	✓	✓	✓	
		16/01/13	02h05	50	135	RAD	NAP		✓	✓	
		18/01/13	19h45	35	779	RAD	NAP	✓	✓		
		20/01/13	06h20	35	659	STL	DEV	✓			
F39		21/01/13	23h25	30		STL	DEV	✓	✓	✓	
F40		22/01/13	04h00	55		STL	DEV	✓	✓	✓	
F41		23/01/13	00h25	480	169	STL	DEV	✓	✓	✓	
		14/02/13	09h40	70	576	STL	DEV		✓	✓	✓
		16/02/13	22h40	35	291	RAD	NAP	✓	✓	✓	✓
		17/02/13	03h00	370	137	PREC	DEV	✓	✓	✓	
		07/03/13	19h15	45	174	PREC	NAP	✓	✓	✓	✓
F42		10/03/13	04h00	255	109	RAD	DEV	✓	✓	✓	✓

TABLE 3.4 – Épisodes de brouillard durant la saison 2012-2013, le type de brouillard est indiqué par RAD : Radiatif, STL : Stratus descendant, PREC : brouillard de précipitation, ADV : Brouillard d’advection et IND : Indéterminé. DEV indique un brouillard développé sur la verticale et NAP, une nappe de brouillard. ti correspond à l’heure de formation du brouillard.

### 3.3 Validation instrumentale

Comme pointé dans la section 3.2.2, les instruments de mesures in-situ WELAS et FM-100 ne peuvent pas être calibrés en concentration. En effet, il est n’est pas possible pour l’instant de générer des distributions de gouttelettes de diamètre connues pourtant une validation instrumentale est

nécessaire avant toute utilisation de leurs données. Un premier exercice d'intercomparaison avait été effectué par Barnéoud (2011) sur le premier hiver de mesures, il montre un désaccord instrumental sur quelques épisodes pour les instruments de microphysique ambiante.

La validation instrumentale est effectuée en comparant leurs données à des mesures redondantes effectuées par d'autres instruments. Les sources de validation sont les suivantes :

- Le SMPS mesure la distribution granulométrique d'aérosols secs. En faisant grossir hygroscopiquement ces aérosols, c'est à dire en leur appliquant l'équation de Köhler, les données du WELAS-2000 qui mesurent les aérosols hydratés doivent être retrouvées.
- Les distributions granulométriques mesurées par le WELAS-2000 et le FM-100 se recoupent sur la gamme de diamètre [2-40]  $\mu\text{m}$  et peuvent être comparées.

Ces comparaisons ont été effectuées dans la section 3.8 et y sont donc développées.

- Le PVM-100, FM-100 et le DF20+ fournissent chacun une mesure de l'extinction. Elle est calculée par la théorie de Mie pour le FM-100 et le PVM-100 alors que le DF20+ en fournit une mesure directe. L'intercomparaison sur l'extinction entre ces trois instruments a été effectuée sur des moyennes minutes pour  $\text{LWC} > 0.005 \text{ gm}^{-3}$  pour les épisodes des saisons 2010-2011, 2011-2012 et 2012-2013. Le tableau 3.5 montre les valeurs des coefficients de corrélations et des pentes entre ces différentes grandeurs pour les trois saisons. Les graphiques permettant d'obtenir ces paramètres sont présentées en annexe A.

Saisons	Instruments (X/Y)	Coefficient de corrélation	Pente (Y=aX)
2010-2011 (927 points)	FM-100 / PVM-100	0.76	1.27
	FM-100 / DF20+	0.70	2.85
	PVM100 / DF20+	0.86	2.11
2011-2012 (6181 points)	FM-100 / PVM-100	0.82	0.85
	FM-100 / DF20+	0.74	1.01
	PVM100 / DF20+	0.79	1.14
2012-2013 (3767 points)	FM-100 / PVM-100	0.43	1.8
	FM-100 / DF20+	0.88	1.8
	PVM100 / DF20+	0.56	0.6

TABLE 3.5 – Coefficients de corrélation et pentes pour l'intercomparaison de l'extinction entre le FM-100, le PVM-100 et le DF20+.

Les facteurs de corrélation obtenus sont acceptables, sauf pour les intercomparaisons avec le PVM-100 durant la saison 2012-2013, mais des dysfonctionnements électroniques ont probablement perturbées ses mesures. L'intercomparaison au cas par cas des données montre que les corrélations entre le PVM-100 et FM-100 avec le DF20+ sont affaiblies lorsque des nappes de brouillards sont présentes (respectivement 0.54 et 0.62), alors qu'elles sont acceptables entre le PVM-100 et le FM-100 (0.9). Le DF20+ mesure l'extinction sur toutes les gammes de diamètre, alors que les gammes de mesure du PVM-100 et du FM-100 sont comprises entre 2 et 50  $\mu\text{m}$ . Or, selon Elias et al. (2015), les particules inférieures à 2.5  $\mu\text{m}$  en diamètre contribuent significativement à l'extinction dans le brouillard (15-20 % en moyenne sur le mois de novembre 2011 au SIRTa). Ainsi, si les corrélations sont moins fortes avec le DF20+ pour les nappes de brouillard, c'est d'une part parce que les gouttelettes y sont de faibles diamètre et d'autre part, parce que les nappes sont instables. Des passages d'air nuageux alternent avec des passages d'air clair où le DF20+ mesure une extinction contrairement au FM-100 et au PVM-100, ce qui semble être dû à l'effet de mélange inhomogène.

Les valeurs des pentes sont acceptables entre le FM-100 et le PVM-100 pour les deux premières saisons (durant la troisième saison les mesures du PVM-100 étaient électroniquement perturbées).

Elles sont proches de 2 mais atteignent 2.85 entre le couple PVM-100, FM 100 et le DF20+. Ces écarts s'expliquent d'une part par la contribution des particules inférieures à  $2\text{ }\mu\text{m}$  et d'autre part, la question de la contribution des particules supérieures à  $50\text{ }\mu\text{m}$  se pose. Cependant on n'observe pas de corrélation entre diamètre effectif des distributions de gouttelettes et valeur des pentes.

En outre, le design des instruments et notamment celui du FM-100, qui prélève les gouttelettes par une veine orientée au Nord, peut influencer la mesure via l'impact du vent.

Il a été choisi de conserver tous les cas de brouillard dans cette étude. Or pour les cas F2, F5 et F27, le FM-100 observe des structures qui ne sont pas visibles sur le PVM-100 ou le DF-20+.

Une étude approfondie de ces instruments et une caractérisation de leur écarts de mesures doivent être réalisées avant d'exclure des cas de brouillard de l'analyse. Ce travail est par ailleurs nécessaire à la validation de cette étude, mais il sort du contexte de cette thèse. Notons qu'une prise en compte de l'extinction induite par les aérosols secs et les aérosols hydratés ainsi qu'une mesure de la distribution de gouttelettes au delà de  $50\text{ }\mu\text{m}$ , seraient nécessaires pour mener à bien cette étude. Les cas problématiques ne concernent que 3 cas sur les 42 étudiés, soit seulement 7% des cas, leur perturbation sur les analyses statistiques est donc très faible.

## 3.4 Description microphysique des brouillards au SARTA

### 3.4.1 Préambule

Différents types de brouillards sont observés en terme microphysique, la figure 3.8 permet de les représenter. Elle montre quatre distributions de particules, moyennées sur la durée de vie de quatre épisodes distincts. Elles résultent des mesures combinées du WELAS et du FM-100 de  $1\text{ }\mu\text{m}$  à  $50\text{ }\mu\text{m}$  dont la technique est développée dans la section 3.8.

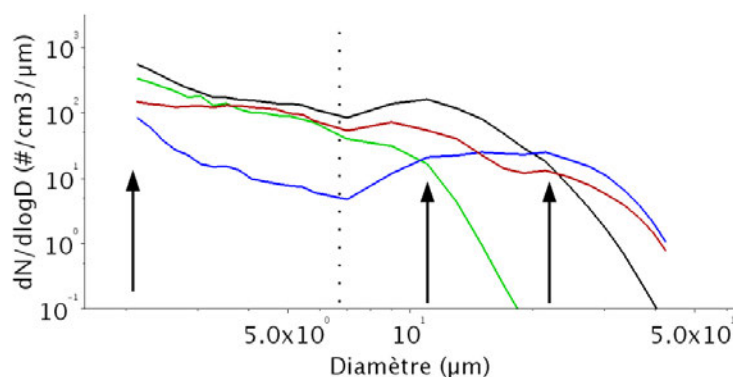


FIGURE 3.8 – Quatre différentes distributions de particules observées au SARTA de  $1\text{ }\mu\text{m}$  à  $50\text{ }\mu\text{m}$  ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) représentant des moyennes sur la durée de vie de quatre épisodes distincts.

Sur ces distributions on se rend compte :

- De l'absence de séparation claire (traits pointillés) entre particules d'aérosols hydratées, mais non activées, et gouttelettes, contrairement à ce qui est observé sur les stratocumulus. Dans les stratocumulus, la plus forte sursaturation permet au spectre de gouttelettes de s'écarter par condensation du spectre d'aérosols hydratés.
- De l'existence de différentes distributions aux profils très différents. Entre deux et trois modes (flèches vers le haut) apparaissent pour ces distributions de particules hydratés et de gouttelettes. Le premier est centré sur des diamètres inférieurs au micromètre, le second est centré sur des diamètres allant de  $10\text{ }\mu\text{m}$  à  $25\text{ }\mu\text{m}$  et pour le cas où il y a un troisième mode, il est centré autour de  $25\text{ }\mu\text{m}$ . La séparation entre le premier et le deuxième mode est située

autour de  $7\text{ }\mu\text{m}$  et vers  $20\text{ }\mu\text{m}$  entre le deuxième et le troisième mode.

Les études de distribution de gouttelettes sont effectuées avec des compteurs optiques sur la gamme de diamètre  $[2-50]\text{ }\mu\text{m}$  qui est considérée comme représentant entièrement le spectre de gouttelettes. Or, il paraît fort probable que, pour les brouillards, des particules hydratées, non activées, soient présentes sur cette gamme de diamètres. Une méthode objective doit donc être développée afin de séparer les aérosols hydratés (non activés) des gouttelettes, c'est un des objectifs de la section 3.8. Toutefois, afin de décrire la microphysique des brouillards au SIRTa, cette gamme de diamètre est conservée dans un premier temps. Car, d'une part cela permet l'étude de 42 cas contre 23 cas si l'on veut isoler les gouttelettes et d'autre part, les études de microphysique du brouillard actuelles ne distinguent pas les aérosols hydratés des gouttelettes. En effet, beaucoup d'études utilisent un seul compteur optique couvrant la gamme de diamètre  $[2-50]\text{ }\mu\text{m}$ . Afin de pouvoir étudier le plus grand nombre de cas et comparer nos résultats aux différentes études, les brouillards sont statistiquement décrits à travers les mesures du FM-100 entre  $2\text{ }\mu\text{m}$  et  $50\text{ }\mu\text{m}$  dans cette section.

### 3.4.2 Description statistique des brouillards au SIRTa

Dans un premier temps la microphysique de l'ensemble des cas recensés est décrite de façon statistique sur toute la durée de vie des épisodes afin de documenter les caractéristiques des brouillards. Pour cela, on analyse trois paramètres : les concentrations de gouttelettes<sup>3</sup>  $N_{\text{FM}}$ , mesurées par le FM-100, le LWC ainsi que le diamètre effectif. La grandeur du diamètre effectif a été choisie pour représenter le diamètre des particules, car il permet de rendre compte de leur disparité sur les différents cas, contrairement aux diamètres médians et moyens qui donnent trop de poids aux petites gouttelettes. Il a également été privilégié au diamètre volumique médian, car c'est une grandeur utilisée en modélisation numérique qui rend compte des interactions avec le rayonnement.

La figure 3.9 présente un exemple de série temporelle de la concentration de gouttelettes, du contenu en eau liquide et du diamètre effectif sur la gamme de mesure du FM-100  $[2-50]\text{ }\mu\text{m}$  pour l'épisode du 19/11/11 (F3). Le brouillard se forme à 0540 UTC et se dissipe à 1010 UTC. On observe que les grandeurs microphysique fluctuent durant le cycle de vie du brouillard à différentes échelles de temps pour  $N_{\text{FM}}$  et LWC mais à  $D_{\text{eff}}$  plus stable. Si la documentation et la description microphysique des brouillards au SIRTa est d'abord effectuée de façon statistique sur la durée de vie individuelle de chaque cas, cette figure montre que la microphysique évolue durant le brouillard et que, pour comprendre cette évolution, une analyse détaillée des processus microphysique est nécessaire.

Le tableau B.1 présent en annexe B représente les percentiles 25<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> de  $N_{\text{FM}}$ ,  $D_{\text{eff}}$  et LWC pour les différents épisodes. Ces statistiques sont réalisées sur toute la durée des épisodes, les données du FM-100 correspondent à des moyennes minutes. Seuls les échantillons pour lesquels  $\text{LWC} > 0.005\text{ g.m}^{-3}$  sont analysés. Les résultats sont montrés à travers les graphiques 3.10 et 3.11 qui présentent les distributions de ces données pour les 42 cas de brouillard étudiés. Le graphique 3.11 a la particularité de présenter l'évolution des distributions de  $N_{\text{FM}}$  et  $D_{\text{eff}}$  pour des LWC comparables (indiqués par des couleurs). Sur le tableau B.1 et les graphiques 3.10 et 3.11, les brouillards comportant un mode de gouttelettes et ceux en comportant deux sont différenciés.

Une grande disparité existe entre les 42 épisodes de brouillards. La concentration médiane de gouttelettes varie entre  $6.3\text{ cm}^{-3}$  et  $183\text{ cm}^{-3}$  et le LWC médian entre  $0.005\text{ g.m}^{-3}$  et  $0.099\text{ g.m}^{-3}$ . Cette variabilité se retrouve sur le diamètre effectif médian qui varie entre  $7\text{ }\mu\text{m}$  et  $23\text{ }\mu\text{m}$ . Sur la

3. On qualifie de gouttelettes les particules mesurées par le FM-100 entre  $2\text{ }\mu\text{m}$  et  $50\text{ }\mu\text{m}$  alors qu'une partie de ces particules n'est peut-être pas activée et ne représente physiquement pas des gouttelettes.

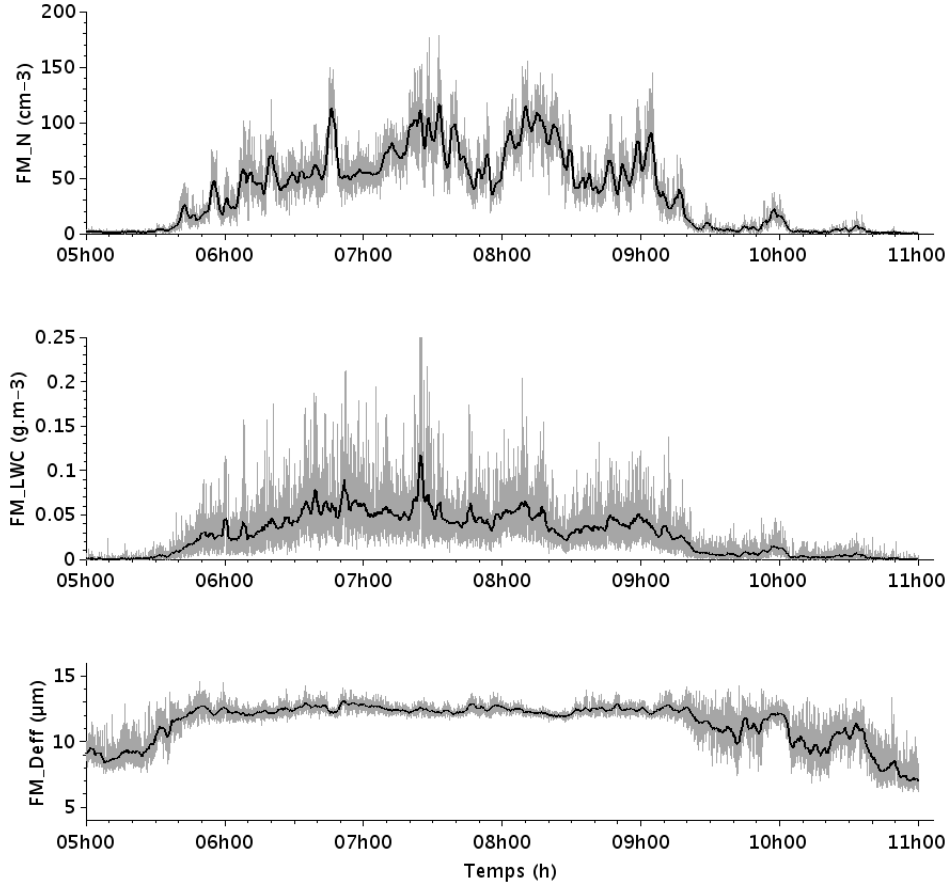


FIGURE 3.9 – Évolution temporelle de  $N_{FM}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $LWC$  ( $\text{g.m}^{-3}$ ) et  $D_{eff}$  ( $\mu\text{m}$ ) à 1 s (en gris) et à 1 minute (en noir) entre 2  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  de 0500 UTC à 1100 UTC le 19/11/10 (F3).

totalité des épisodes, les valeurs médianes sont de  $61 \text{ cm}^{-3}$  pour la concentration,  $0.024 \text{ g.m}^{-3}$  pour le LWC et de  $14 \mu\text{m}$  pour le  $D_{eff}$ . On retrouve les valeurs de LWC mesurées par de précédentes études sur le brouillard (tableau 3.1) mais pas les mêmes valeurs maximales qui sont fréquemment supérieures à  $0.2 \text{ g.m}^{-3}$  sur les autres campagnes, alors que elles sont inférieures à  $0.15 \text{ g.m}^{-3}$  sur nos mesures à l'exception d'un seul cas. On retrouve également les valeurs de concentrations de particules, si on ne tient pas compte des mesures en situations très polluées de Niu et al. (2012) et de Liu et al. (2011), qui indiquent des concentrations supérieures à  $800 \text{ cm}^{-3}$ . Si les formes des distributions de gouttelettes sont comparables à celles de la littérature, nos mesures rendent compte de seulement 13 cas de brouillards à 2 modes de gouttelettes (sur 42), alors que cela semble plus fréquent dans les études précédentes.

Pour un même LWC, plusieurs concentrations de gouttelettes sont possibles, par exemple pour F7 on a  $LWC_{50th} = 0.05 \text{ g.m}^{-3}$  et pour F19,  $LWC_{50th} = 0.054 \text{ g.m}^{-3}$  (les percentiles 25<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> sont également très proches) mais  $N_{50th} = 96 \text{ cm}^{-3}$  pour F7 et  $N_{50th} = 19 \text{ cm}^{-3}$  pour F19. Les  $D_{eff}$  de ces deux épisodes sont donc très différents : pour F7,  $D_{eff,50th} = 14 \mu\text{m}$  et pour F19,  $D_{eff,50th} = 23 \mu\text{m}$ . Sur la figure 3.10(a), aucune tendance d'ensemble ne semble ressortir entre  $N_{FM}$  et LWC. En effet, la production d'eau liquide est principalement contrôlée par le refroidissement radiatif et la dynamique alors que la concentration de gouttelettes dépend de ces facteurs mais également des propriétés des aérosols. En revanche, une fois que les gouttelettes sont formées, elles entrent en com-

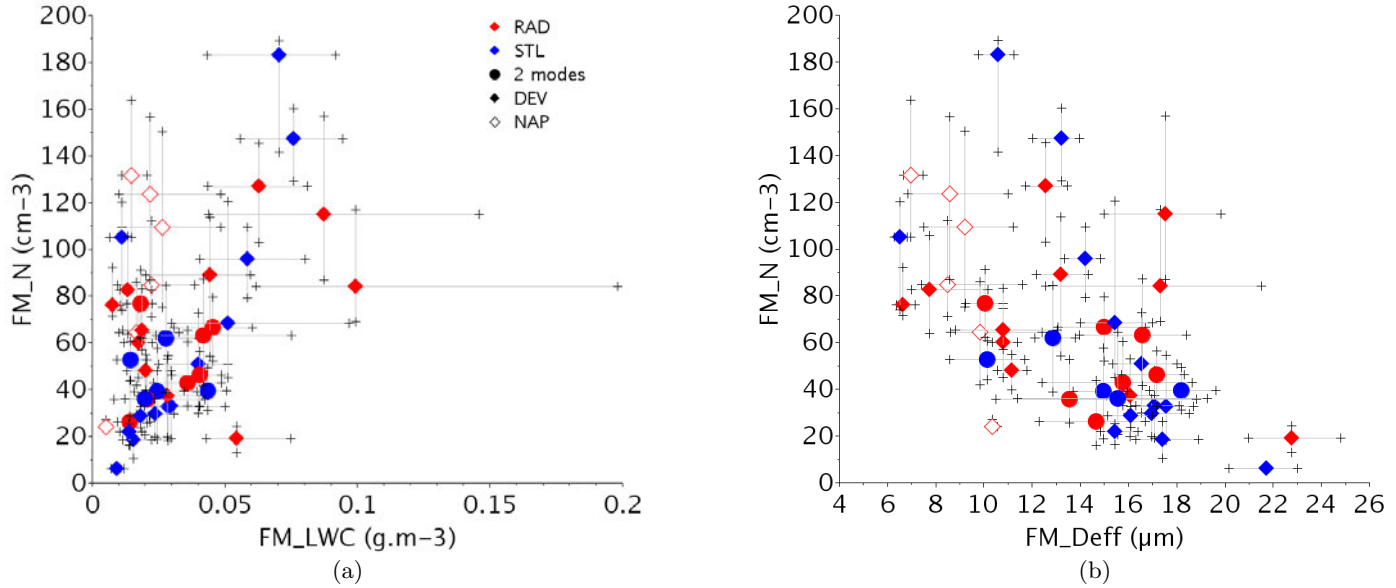


FIGURE 3.10 – Distribution des percentiles 25<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> pour LWC (g.m<sup>-3</sup>) et N<sub>FM</sub> (cm<sup>-3</sup>) (a) et D<sub>eff</sub> (μm) et N<sub>FM</sub> (cm<sup>-3</sup>) (b). En rouge, les brouillards RAD, en bleu, les STL. Les losanges vides représentent les nappes de brouillards et les pleins les brouillards développés à un mode de gouttelettes, les ronds représentent les brouillard développés à deux modes de gouttelettes. 42 cas de brouillard.

pétition pour l'eau disponible et plus la concentration de gouttelettes est forte et plus leur diamètre est faible. Cela apparaît globalement sur la figure 3.10(b). Cette anticorrélation entre concentrations et diamètres des particules est plus prononcées à LWC proche comme observé sur la figure 3.11. Elle met de plus en exergue la grande variabilité de distributions de particules existantes pour un LWC fixé. Cela prouve d'une part que le contenu en eau liquide et la concentration de gouttelettes sont régis par des processus distincts et d'autre part, que le LWC seul ne peut suffire à décrire le brouillard.

Selon les caractéristiques des brouillards quelques remarques doivent être faites :

- Les cas de nappes de brouillards (symboles creux sur les figures 3.10 et 3.11) présentent tous un LWC médian faible, mais pour des concentrations très variables. Les D<sub>eff</sub> associés sont faibles, inférieurs à 10 μm en valeur médiane. A LWC fixé (Fig. 3.11), les concentrations de gouttelettes des nappes de brouillards sont plus élevées que pour les brouillards développés. Sur la figure 3.8, c'est la courbe verte qui symbolise les distributions des nappes de brouillards.
- Aucune différence significative ne ressort sur les LWC, N<sub>FM</sub> et D<sub>eff</sub> entre les STL et les RAD. Ceci n'est pas conforme aux observations de Dupont et al. (2012), qui a pu caractériser les descentes des stratus par des refroidissement provoqués par la chute des gouttelettes de bruine ou par la sédimentation. Des gouttelettes de diamètres plus importants étaient alors présagés pour les STL. Cela apparaît sur les percentiles 25, 50 et 75 calculés en utilisant la valeur médiane de D<sub>eff</sub> de chaque épisode (Tab. B.1), mais pas sur les percentiles 5 et 95.
- Les brouillards à deux modes de gouttelettes (symbolisés par la courbe rouge de la figure 3.8 et par les ronds sur les figures 3.10 et 3.11), présentent des concentrations et des contenus en eau liquide plus faibles que les brouillards à un mode mais les D<sub>eff</sub> restent comparables.

Enfin, pour chaque épisode pris individuellement, on observe une grande dispersion sur N<sub>FM</sub>, LWC et D<sub>eff</sub> (Fig. 3.10). Sur la totalité des épisodes, la différence entre les percentiles 25 et 75



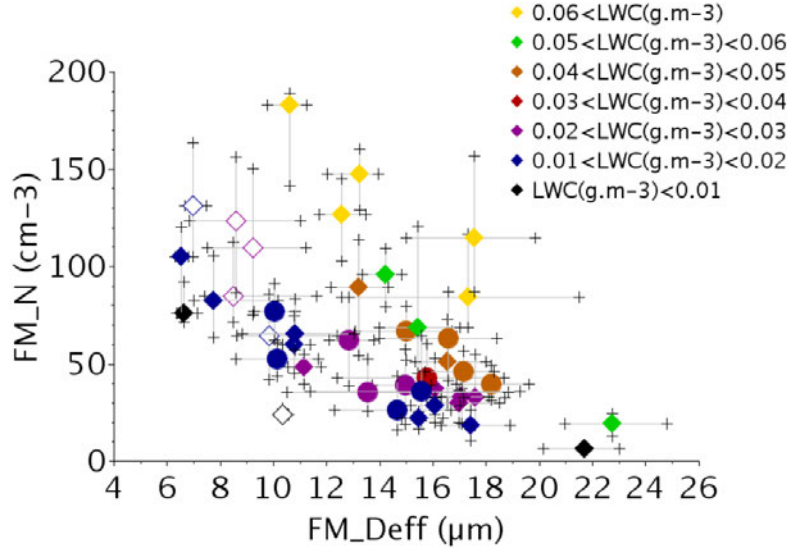


FIGURE 3.11 – Distribution des percentiles 25<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> pour  $D_{\text{eff}}$  ( $\mu\text{m}$ ) et  $N_{\text{FM}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ). Les couleurs des points indiquent leur contenu en eau liquide. Les ronds représentent les brouillards à deux modes, les losanges vides représentent les brouillards à 1 mode, et les symboles creux, les nappes de brouillards.

représente, en médiane, 57% de la valeurs médiane pour  $N_{\text{FM}}$ , 100% pour LWC et 29% pour  $D_{\text{eff}}$ . Les grandeurs microphysiques caractérisant le brouillard évoluent donc temporellement comme le montre la figure 3.9, ce qui traduit l'existence de processus physiques affectant le cycle de vie du brouillard. C'est l'objet du paragraphe suivant, où d'une part, la façon dont les distributions de gouttelettes évoluent est décrite et d'autre part, les processus microphysiques responsables de ces évolutions sont caractérisés.

### 3.5 Évolution microphysique des brouillards : formation et développement

Dans la section 3.2.4, nous avons différencié les brouillards en fonction de leur développement vertical : une nappe de brouillard est un brouillard dont le sommet est inférieur à 18 m, un brouillard développé est présent aux deux niveaux et dans certain cas, ils ont la particularité de débuter leur cycle en tant que nappe puis de se développer. L'étude de ce dernier type de brouillard ainsi que celle des nappes de brouillards permet de se focaliser sur les processus microphysiques et physiques en œuvre lors de la formation du brouillard puis lors de son développement vertical. C'est pourquoi, avant d'étudier le cycle de vie des brouillards développés, ces deux types de brouillards sont analysés.

#### 3.5.1 Nappes de brouillard

Les nappes de brouillard peuvent-être représentées comme des brouillards n'atteignant jamais la phase mature. Ce sont des brouillards pour lesquels la turbulence est suffisamment importante pour permettre le transport du refroidissement dans les basses couches et éviter leur assèchement par un dépôt de rosée trop important. Mais, elle n'est pas assez élevée pour s'opposer à la stabilité thermique dans les couches plus élevées et permettre au brouillard de se développer verticalement. La figure 3.10 a montré que les nappes de brouillard ont des contenus en eau liquide et des  $D_{\text{eff}}$  bien inférieurs à ceux des brouillards développés, ce qui suggère l'existence de processus spécifiques ne permettant pas la croissance des gouttelettes.

Six des brouillards étudiés sont des nappes de brouillards, le cas F12 du 19-20/11/11 est le plus long en durée. Il est donc étudié de façon détaillée. La figure 3.12 décrit l'évolution thermodynamique de ce cas. Le gradient vertical de température de 1 m à 30 m montre que les basses couches sont très stratifiées et que le vent est faible (inférieur à 2 m/s). Ce sont des conditions typiques pour la formation des nappes de brouillards, selon Dupont et al. (2015). On remarque également que la température des niveaux 1m, 2 m et 5 m correspondant à la nappe de brouillard fluctuent plus que celle des niveaux supérieurs.

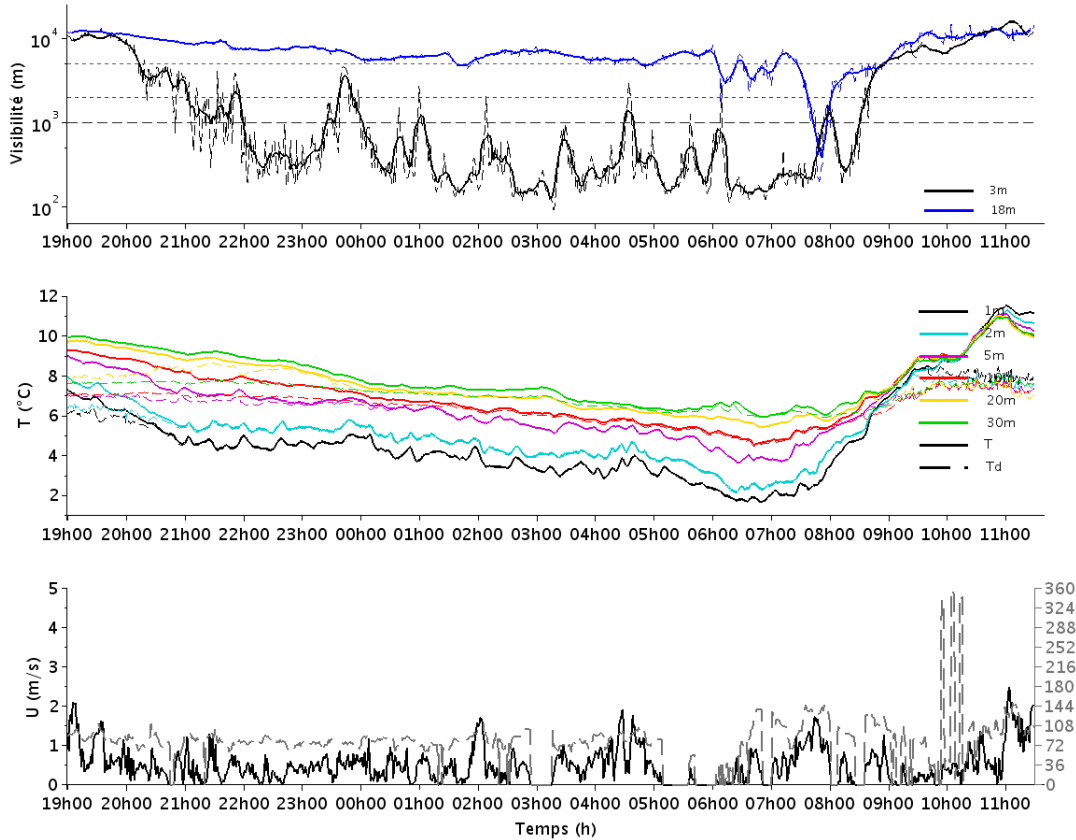


FIGURE 3.12 – Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) et de la température de point de rosée (°C) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m et de la vitesse (m/s) (en noir) et de la direction du vent (°) (en gris) à 10 m pour l'épisode de la nuit du 19-20/11/10 (F12).

La figure 3.13 montre l'évolution temporelle à 1 s du LWC, de  $N_{FM}$  et de  $D_{eff}$ . On s'aperçoit que l'évolution microphysique de ce brouillard est très intermittente (à comparer avec la figure 3.9), cela se voit également sur l'évolution de la visibilité à 3m.  $N_{FM}$ ,  $D_{eff}$  et LWC fluctuent considérablement. Des structures avec des valeurs de  $N_{FM}$  de  $200 \text{ cm}^{-3}$ , des  $D_{eff}$  de  $13 \text{ }\mu\text{m}$  et des LWC de  $0.05 \text{ g.m}^{-3}$ , sont mesurées durant plusieurs minutes puis sont entrecoupées de périodes pour lesquelles des concentrations de gouttelettes sont inférieures à  $10 \text{ cm}^{-3}$ . La durée de vie de la plus longue de ces structures est de 40 minutes, les plus courtes durent seulement 5 minutes.

La figure 3.14 permet de visualiser l'évolution des distributions de gouttelettes au cours d'une structure de 20 minutes 3.14(a) et une structure de 40 minutes 3.14(b). Pour la plus longue de ces structures, la croissance progressive des gouttelettes par condensation forme un mode de gouttelettes à  $10 \text{ }\mu\text{m}$  qui se déplace ensuite à  $12 \text{ }\mu\text{m}$ . Pour la plus courte structure le mode est faiblement

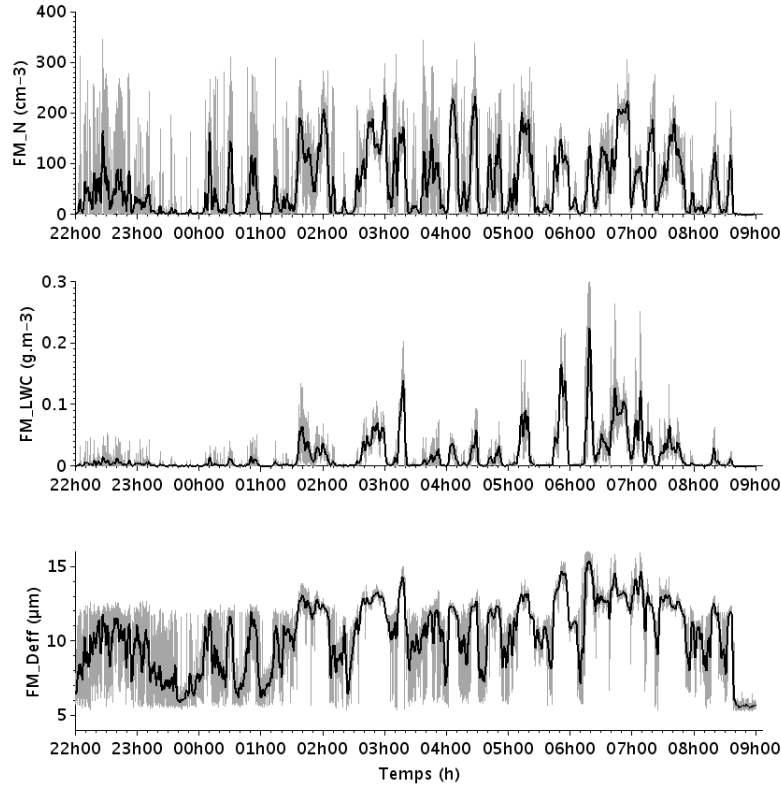


FIGURE 3.13 – Évolution temporelle de  $N_{FM}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $LWC$  ( $\text{g.m}^{-3}$ ) et  $D_{eff}$  ( $\mu\text{m}$ ) à 1 s (en gris) et à 1 minute (en noir) entre 2  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  de 2200 UTC à 0900 UTC le 19-20/11/10 (F12).

marqué puisque les gouttelettes n'ont pas le temps de croître par condensation. On remarque que dans les deux cas des gouttelettes supérieures à 20  $\mu\text{m}$  en diamètre sont présentes, mais en faibles concentrations.

Les fluctuations de concentrations traduisent une certaine inhomogénéité. Celle-ci peut venir de la formation spatiale du brouillard. La turbulence étant faible pour les cas de nappes de brouillard, il n'y a priori pas de raison pour que toute la zone de formation du brouillard ait exactement les mêmes propriétés thermodynamiques et il est possible que la formation du brouillard ne soit pas homogène. Les mesures en un point fixe, rendant compte de structures advectées par le vent, pourraient donc traduire cette inhomogénéité. D'ailleurs, pour une simulation LES de cas de brouillard développés avec prise en compte d'hétérogénéités de surface, Bergot et al. (2015a) remarque une période de 1h30 avant que la présence de brouillard soit homogène horizontalement sur son domaine de simulation. Un réseau de capteur répartie sur plusieurs points horizontaux serait essentiel pour affiner cette étude. Toutefois, la nappe de brouillard étant directement à l'interface avec de l'air clair, cela pourrait être également dû à du mélange. En effet, on observe que plus la durée de vie des structures est courte et plus il y a de fluctuations de courte échelle (courbe grise sur la figure 3.14). Ceci serait cohérent avec les études LES de Bergot (2015b) qui montrent l'impact fort des subsidences d'air sec sur le contenu en eau liquide au sommet du brouillard dû au cisaillement de vent. En effet, l'étude des nappes de brouillard est également l'étude de l'interface entre le sommet de ce type de brouillard et l'air clair. Mais, des données mesurées au sommet des brouillards développés seraient nécessaires pour poursuivre cette comparaison.

Les cinq autres nappes de brouillard ont le même comportement, elles sont très intermittentes et la durée de vie de leur structure ne permet par la persistance des modes de gouttelettes. La lente

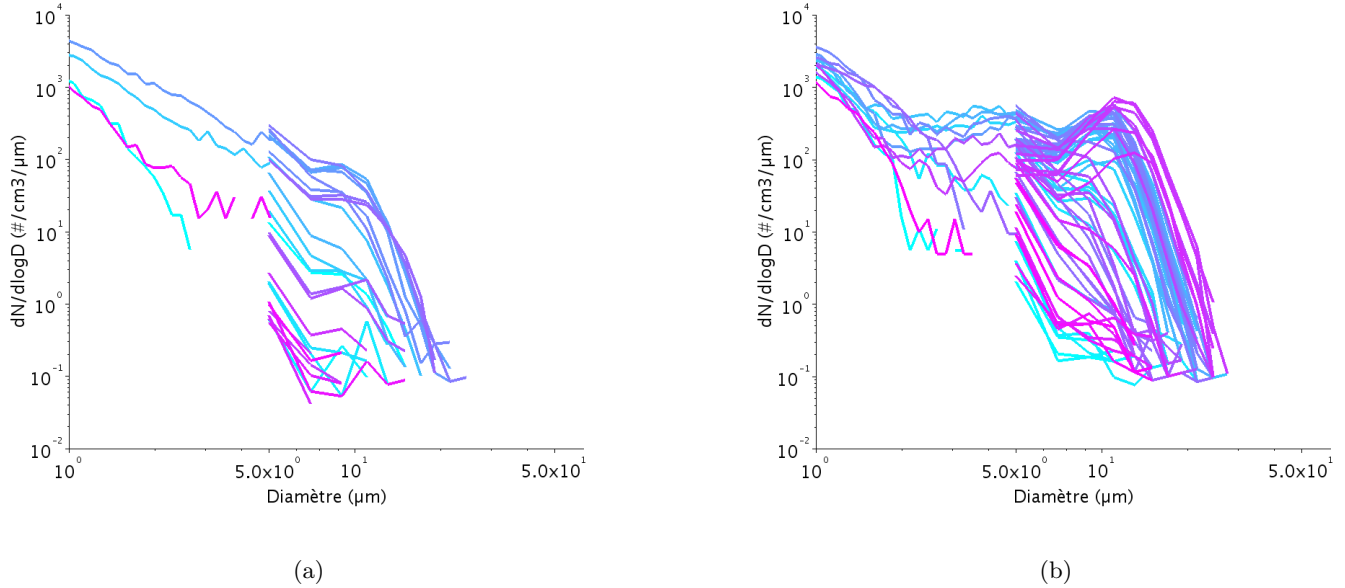


FIGURE 3.14 – Distribution granulométrique d’aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ) le 20/11/10 (F12), toutes les 5 minutes pour le WELAS [1-10]  $\mu\text{m}$  et 1 minute pour le FM-100 [2-50]  $\mu\text{m}$ . Les couleurs sont relatives au temps, elles vont du bleu au violet à un intervalle de 1 minute. De 0040 UTC à 0100 UTC (a) et de 0225 UTC à 0325 UTC (b).

cinétique de croissance des gouttelettes (Fig. 2.7) et l’existence d’inhomogénéités thermodynamiques ou de mélange permettrait d’expliquer pourquoi  $N_{\text{FM}}$ ,  $D_{\text{eff}}$  et LWC sont instables et pourquoi  $D_{\text{eff}}$  et LWC sont statistiquement plus faibles que pour les brouillards développés (Fig. 3.10).

On note que selon Pilié et al. (1975), les nappes de brouillard ont peu de gouttelettes de forts diamètre car de part la proximité de la surface, la sédimentation des plus grosses gouttelettes aurait plus d’impact sur la mesure des distributions de gouttelettes. Toutefois cette hypothèse est en contradiction avec la figure 3.14(b) qui montre l’existence de gouttelettes de diamètres comparable à ceux des brouillards développés (Fig. 3.8).

A la formation du brouillard, avant qu’il ne se développe sur la verticale, les gouttelettes croissent donc par condensation mais cette croissance est lente et, elle semble limitée par les inhomogénéités thermodynamique ou le mélange avec de l’air clair.

### 3.5.2 Nappes de brouillard se développant sur la verticale

L’étude des brouillards commençant en tant que nappes puis se développant sur la verticale permet de clairement distinguer l’état de nappe de l’état développé et donc d’analyser le développement vertical du brouillard ainsi que sa signature microphysique. Quatre brouillards se comportent ainsi (F2, F5, F15 et F22). Une analyse détaillée est menée sur le brouillard F2, il correspond au brouillard du 16-17 novembre 2010 qui se forme à 2200 UTC le 16/11/10 et se dissipe à 0540 UTC le 17/11/10. Une synthèse est ensuite effectuée sur les autres cas. On se focalise uniquement sur la transition nappes-développés, l’analyse du cycle de vie des brouillards développés est menée dans la section suivante.

## F2, cas du 16-17/11/10

Avant de décrire son évolution microphysique, la figure 3.15 présente une description thermodynamique du brouillard F2. Comme renseigné dans la section 3.3, l'accord instrumental n'est pas satisfaisant sur ce cas, il est correct durant la phase de nappes mais il se dégrade lorsque le vent augmente, c'est-à-dire à la transition nappe-développée. Notons que le FM-100 aura alors tendance à sous-estimer le comptage des plus grosses gouttelettes.

Comme le mât instrumenté de 30 m ne fonctionnait pas en 2010, la température est donnée par une station météo située à 10 m au SIRTa. La température à 10 m décroît de 3°C à 1°C tout au long de l'épisode. Le vent est constant en direction après 1500 UTC le 16/11/11 (100°), sa vitesse est inférieure à 2 m/s jusqu'à 2250 UTC le 16/11/11. Après 2300 UTC, le vent atteint 3m/s avec des pics à 5 m/s. La visibilité à 3 m chute en deçà de 1000 m à 2130 UTC, et celle à 18 m à 2250 UTC. Le développement vertical du brouillard correspond à l'augmentation de la vitesse du vent. En effet, avant 2250 UTC, le faible vent et la faible turbulence (visible sur l'évolution du vent), empêchent le transport vertical du refroidissement et donc le développement du brouillard (Dupont et al., 2015).

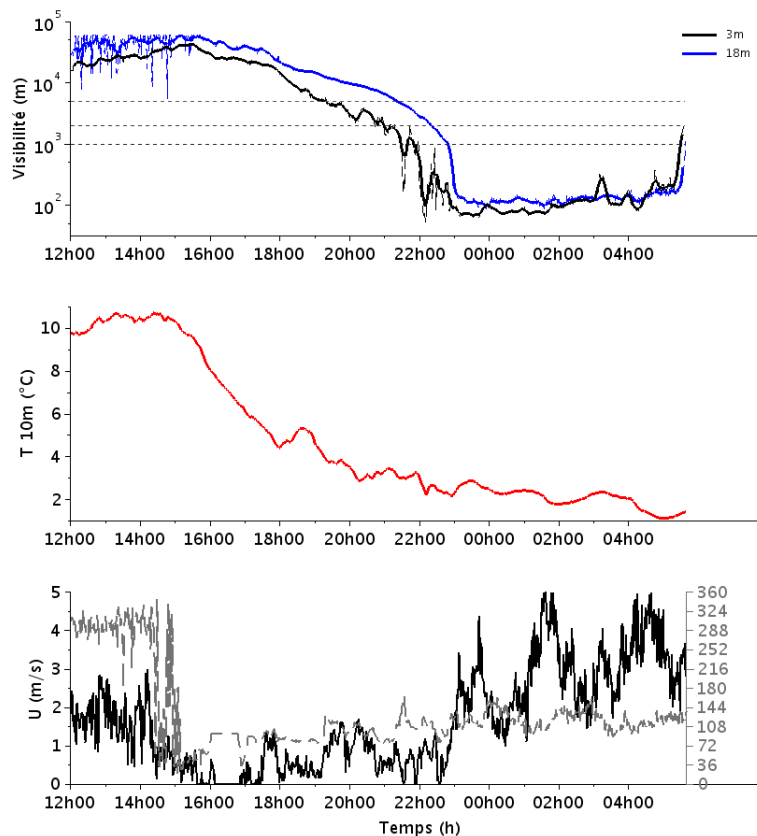


FIGURE 3.15 – Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) à 10 m, de la vitesse (m/s) (en noir) et direction du vent (°) (en gris) à 10 m le 16-17/11/10 (F2).

Un zoom de l'évolution microphysique du brouillard entre 2200 UTC et 0400 UTC est exposée sur la figure 3.16, où LWC,  $N_{FM}$  et  $D_{eff}$  sont tracés ainsi que l'évolution de la visibilité. La couleur rouge symbolise la phase de nappe et la verte celle développée. Plusieurs différences apparaissent entre les deux phases :

- $N_{FM}$ , LWC et  $D_{eff}$  fluctuent bien plus durant la phase de nappe que celle développée. Pendant la phase de nappe,  $N_{FM}$  est régulièrement inférieure à  $30 \text{ cm}^{-3}$  et LWC à  $0.01 \text{ g.m}^{-3}$

mais  $D_{\text{eff}}$  reste la plupart du temps supérieur à  $10\ \mu\text{m}$  et fluctue autour de sa moyenne.

- $N_{\text{FM}}$  atteint de plus fortes valeurs durant la phase de nappe.
- LWC est plus faible, en moyenne, durant la phase de nappe, mais, de fortes valeurs y sont tout de même atteintes (à 2210 UTC,  $\text{LWC}=0.12\ \text{g.m}^{-3}$ ). Le développement vertical du brouillard est donc surtout associé à la disparition du caractère intermittent des grandeurs microphysiques, mais également à une diminution des valeurs maximales de  $N_{\text{FM}}$ .

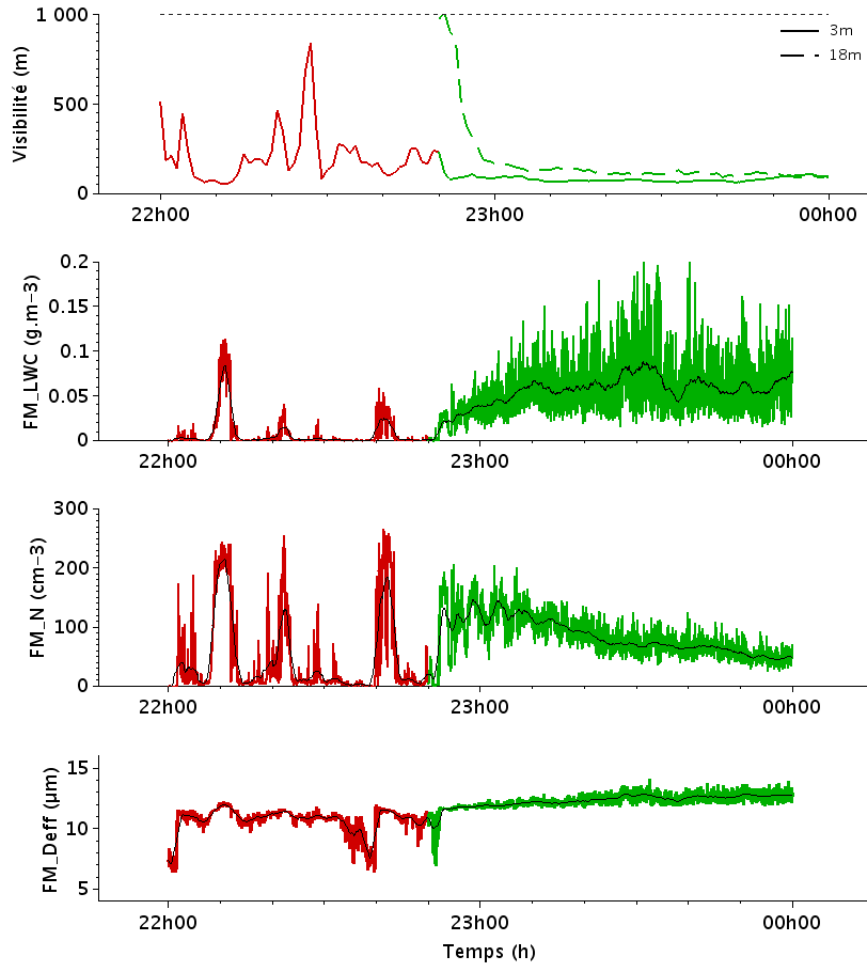


FIGURE 3.16 – Évolution temporelle de la visibilité (m) et de  $N_{\text{FM}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $D_{\text{eff}}$  ( $\mu\text{m}$ ) et LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ), à 1 s en couleur et à 1 min en noir, du FM-100 entre  $2\ \mu\text{m}$  et  $50\ \mu\text{m}$  de 2200 UTC à 0000 UTC le 16/11/10 (F3).

Durant la phase de nappe, on observe bien les fluctuations de concentrations (de  $250\ \text{cm}^{-3}$  à moins de  $30\ \text{cm}^{-3}$ ) et de LWC (de  $0.12\ \text{g.m}^{-3}$  à moins de  $0.01\ \text{g.m}^{-3}$ ) décrites précédemment. Comme  $D_{\text{eff}}$  reste stable, elles pourraient correspondre à du mélange avec de l'air clair. Cela correspondrait donc à du mélange inhomogène (Fig. 2.9). Puis, lorsque le brouillard se développe, l'interface avec l'air clair se déplaçant avec l'élévation du sommet du brouillard, les gouttelettes présentes aux niveaux inférieurs pourraient alors croître par condensation sans être exposées à de l'air sous-saturé.

La figure 3.17 représente l'évolution des distributions granulométriques de particules d'aérosols hydratées et de gouttelettes lors du développement vertical du brouillard. Pour cela, les données du WELAS sont tracées de  $1\ \mu\text{m}$  jusqu'à  $10\ \mu\text{m}$  en diamètre (explicité en section 3.8) et celles du FM-100 de  $2\ \mu\text{m}$  jusqu'à  $50\ \mu\text{m}$  en diamètre. La phase de nappe est en rouge et celle développée en

vert. Durant la phase de nappe, on observe la formation d'un mode de gouttelettes et des particules supérieures à  $20\text{ }\mu\text{m}$  sont présentes en très faibles quantités. Durant la phase développée, un mode principal est présent à  $14\text{ }\mu\text{m}$  et un second mode à  $22\text{ }\mu\text{m}$  (traits verticaux sur Fig. 3.17). On observe, durant la transition verticale du brouillard, que la distribution de particules se creuse à  $5\text{ }\mu\text{m}$  et que le mode à  $14\text{ }\mu\text{m}$  grossit. L'affaissement renforce le mode à  $14\text{ }\mu\text{m}$  puis semble l'alimenter. On observe également une augmentation de la concentration des plus grosses gouttelettes ( $>20\text{ }\mu\text{m}$ ) et même la présence de gouttelettes de diamètre supérieur à  $30\text{ }\mu\text{m}$  peu après le développement du brouillard.

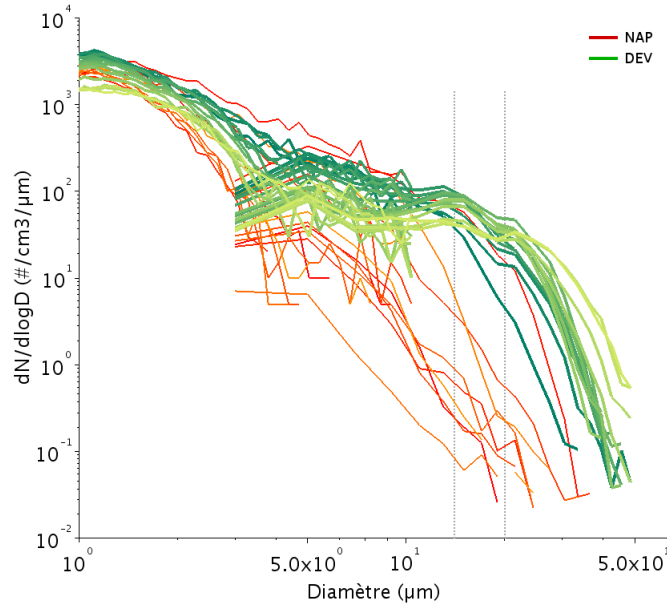


FIGURE 3.17 – Distribution granulométrique d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ), de 2200 UTC à 0000 UTC le 16/11/10 (F3), toutes les 5 minutes pour le WELAS [ $1\text{--}10\text{ }\mu\text{m}$ ] et 1 minute pour le FM-100 [ $0\text{--}50\text{ }\mu\text{m}$ ]. Le rouge symbolise la nappe de brouillard (du rouge foncé au rouge clair, en temps) et le vert le brouillard développé (du plus foncé vers le plus clair, en temps).

L'affaissement de la distribution de particules à  $5\text{ }\mu\text{m}$  et la formation du mode à  $14\text{ }\mu\text{m}$  correspondent à la croissance par condensation des gouttelettes. Le mode se crée et se renforce, car les petites gouttelettes croissent plus vite que les grosses. Dans les nappes, leur évaporation est trop rapide pour qu'un mode puisse se conserver.

Toutefois, ceci n'explique pas les maxima de concentrations mesurés durant les phases de nappes de brouillard. Dans la section 2.4.3, on a énoncé que le processus de collision-coalescence pourrait être initié par la turbulence pour des gouttelettes inférieures à  $20\text{ }\mu\text{m}$  en diamètre, (Xue et al., 2008). Or, le développement vertical de ce brouillard est lié à une augmentation de la turbulence et des gouttelettes supérieures à  $20\text{ }\mu\text{m}$  en diamètre sont présentes dès la phase de nappes et leur concentration augmente avec le développement vertical du brouillard. Le processus de collision-coalescence pourrait donc contribuer à la croissance des gouttelettes en diamètre et à la diminution de leur concentration. Cela permettrait d'expliquer la présence de gouttelettes de diamètres supérieurs à  $30\text{ }\mu\text{m}$  peu après le développement du brouillard, alors qu'il faudrait plus de 30 minutes pour que les gouttelettes atteignent ces diamètres par condensation (Fig. 2.7), des gouttelettes de ce diamètre ne sont d'ailleurs pas observées dans la plus longue structure étudiée (40 minutes) pour les nappes de brouillard (Fig. 3.14(b)).

Selon Pilié et al. (1975), les plus fortes concentrations de gouttelettes mesurées durant les nappes de brouillard résultent de plus fortes sursaturations. Dû au plus faible mélange vertical dans les nappes de brouillard, le refroidissement des très basses couches qui amène à la sursaturation, serait plus important que dans les brouillards développés. Mais cette hypothèse ne prend pas en compte le refroidissement radiatif au sommet des brouillards ni la production de sursaturation par les ascendances. De plus, elle ne peut réellement s'exprimer qu'en connaissance du diamètre critique des gouttelettes et elle n'explique pas la présence de gouttelettes de diamètre supérieur à 30  $\mu\text{m}$  lors du développement vertical du brouillard.

### Généralisation

Trois autres épisodes se forment en tant que nappes puis se développent sur la verticale, ce sont les cas F5, F15 et F22. La figure 3.18 représente, pour ces trois épisodes, l'évolution de la visibilité à 3 m et à 18 m, de la vitesse et direction du vent, de la concentration de particules ([2-50]  $\mu\text{m}$ ) ainsi que l'évolution de la distribution de particules d'aérosols hydratés et de gouttelettes lors du développement vertical du brouillard.

L'augmentation de la vitesse du vent est associée au développement vertical du brouillard pour F22. Pour le cas F5, c'est un changement de direction du vent qui est associé à l'augmentation de la vitesse du vent puis au développement du brouillard, alors que l'on observe pas de lien entre le vent et le développement vertical du brouillard pour F15. L'accord instrumental est incertain pour F5 mais il est correct pour F15 et F22. De plus, la tête de prélèvement du FM-100 étant orientée Nord, on accorde plus de confiance aux mesures du FM-100 effectuées avec un vent de Nord, ce qui est le cas de F15 et F22.

L'évolution des distributions granulométriques montre d'importantes différences entre les phases nappes et développées pour ces trois cas, ceci apparaît toutefois comme une tendance générale r l'ensemble des cas de nappes et des cas de brouillards développés (Fig. 3.10). Pour F15 et F22, un mode de gouttelettes se forme en moins de 5 minutes lors du développement vertical du brouillard, il est supérieur à 30  $\mu\text{m}$  pour F15 et inférieur à 10  $\mu\text{m}$  en diamètre pour F22. Pour F5, le mode de gouttelettes se forme durant la phase de nappe, il est centré sur 11  $\mu\text{m}$  en diamètre, mais lorsque le brouillard se développe, il atteint 20  $\mu\text{m}$ . Ce déplacement du mode de gouttelettes vers de plus gros diamètres est associé à un affaissement de la concentration de gouttelettes autour de 5-7  $\mu\text{m}$ . Pour F5 et F15, on observe une diminution des valeurs maximales de la concentration de gouttelettes lors du développement du brouillard, mais pas pour F22, pour lequel le mode de gouttelettes est moins marqué et pour lequel la visibilité est la plus haute à 3m.

L'évolution des spectres de gouttelettes semble être due au processus de condensation pour F5, F15 et F22. Mais, les transition brutale de nappes à développés liées aux grossissements des spectres de gouttelettes, qui perdurent durant le cycle de vie des brouillards F5 et F15, suggère que le processus de coalescence interviendrait pour ces deux épisodes.

Pour ces quatre cas de brouillards, l'apparition de plus grosses gouttelettes aurait pu être due à de la bruine et in fine à un brouillard de précipitation. Or le télémètre et le Lidar aérosols n'observent aucun nuage en altitude pour F2, F5 et F22. En effet, les nappes de brouillard étant fines et intermittentes, elles n'affectent pas la vision de nuages par les instruments de télédétection. Des nuages à 4 km sont présents durant F15 mais les précipitations, si elles existent, n'atteignent pas le sol selon la station météo. La présence de nuages peut en revanche modifier la stabilité de la couche limite et conduire au développement vertical du brouillard F15.



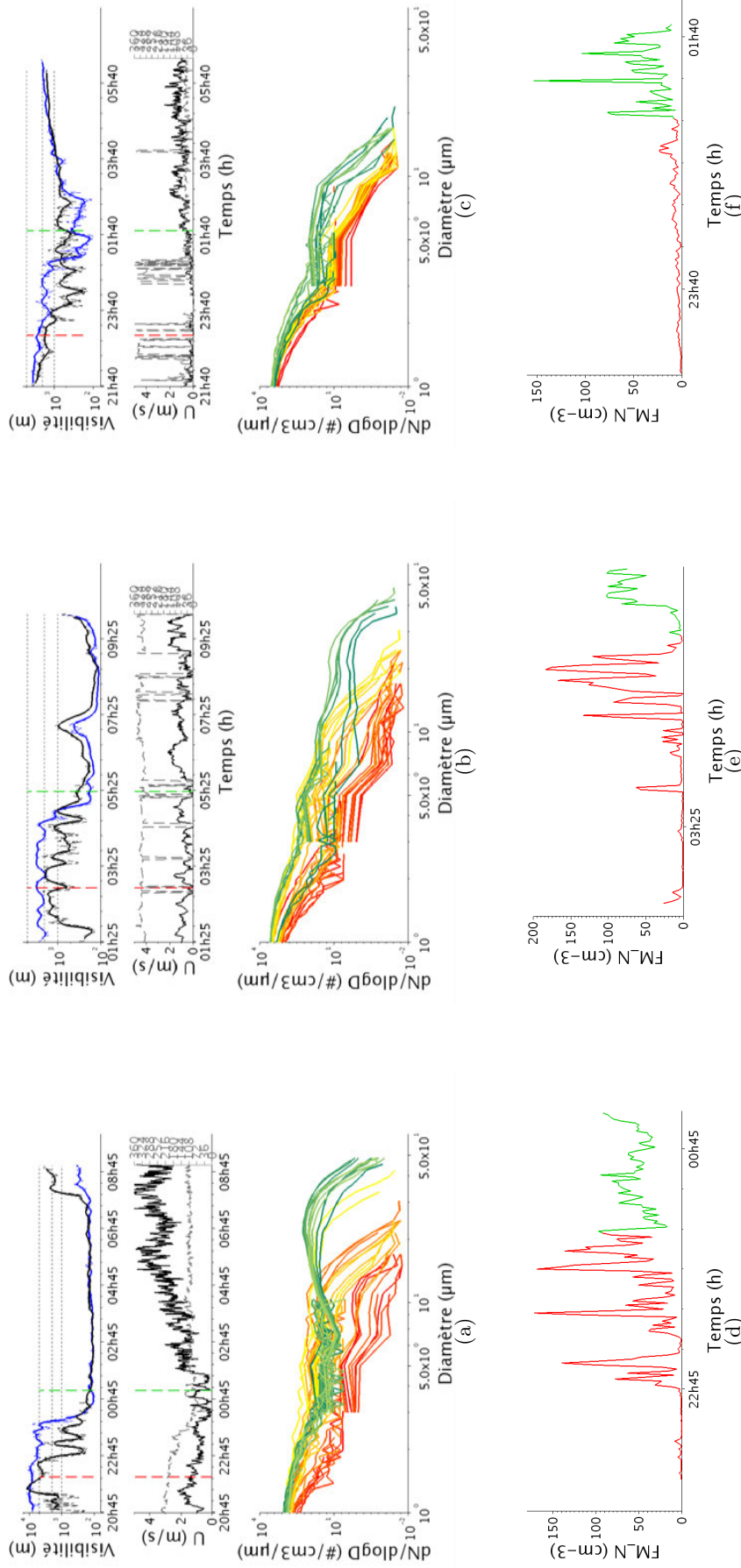


FIGURE 3.18 – Evolution de la visibilité (m) à 18m en bleu et à 3m en noir, du vent (vitesse (m/s) et direction (°)) et de la distribution de particules d'aérosols hydratés et de gouttelettes (cm<sup>-3</sup>.μm<sup>-1</sup>), toutes les 5 minutes, lors du développement vertical (début ligne vertical rouge et fin ligne verticale verte) et évolutions de la concentration de particules (cm<sup>-3</sup>) durant cette période, pour les cas F5 (a,d), F15 (b,e) et F22 (c,f).

Les raisons de la diminution de stabilité dans la couche limite conduisant au passage de nappes de brouillard à brouillard développé ne sont pas toujours évidentes. Cependant, l'étude de ces quatre cas de nappes de brouillard se développant sur la verticale montre des distributions de gouttelettes très différentes entre les phases de nappes et les phases développées. A ce développement peut être associé la création d'un mode de gouttelette, et si il existe déjà, son déplacement vers de plus gros diamètres. Deux processus complémentaires peuvent expliquer ceci :

- Les inhomogénéités thermodynamique ou le mélange avec de l'air clair durant la phase de nappes de brouillard, qui inhibe la croissance par condensation des gouttelettes.
- Le processus de collision-coalescence qui s'intensifie avec le développement vertical du brouillard. En effet, plus le brouillard est développé, la stabilité faible et la turbulence importante et plus la probabilité de rencontre entre gouttelettes est grande. Cependant, ce processus ne semblerait pas être présent à chaque développement vertical de brouillard (par exemple F22, pour lequel le vent est faible). En revanche, il pourrait expliquer les formations et développements très rapides des modes de gouttelettes observées pour F5 et F15. Néanmoins, une étude approfondie à l'aide de modèle stochastique pour la collision-coalescence, permettant de comparer les temps de formation serait nécessaire pour affirmer son existence dans les brouillards.

Cette étude montre que le développement vertical permet la croissance par condensation des gouttelettes au sol en détruisant la couche de surface. A ce développement vertical pourrait être associé de la coalescence, qui permettrait alors un accroissement rapide du diamètre des gouttelettes.

### 3.6 Évolution microphysique des brouillards développés

La figure 3.11 a montré que pour chaque épisode de brouillard pris individuellement, une grande dispersion existe sur  $N_{FM}$ , LWC et  $D_{eff}$ . L'étude précédente sur les nappes de brouillards se développant sur la verticale a déjà mis en évidence la forte variation microphysique survenant lors du développement vertical du brouillard. On s'intéresse désormais à l'évolution microphysique des brouillards développés et aux processus associés. Pour cela, une analyse détaillée est menée sur deux cas de brouillard aux distributions de gouttelettes bien contrastées. Une étude statistique est ensuite réalisée sur les autres cas de brouillard.

Les brouillards choisis pour l'étude détaillée correspondent à des brouillards dont la thermodynamique est stable, ce qui permet de pouvoir discerner au mieux l'action de la microphysique. Dans la section 3.4, on a pu observer que certains brouillards comportent un mode de gouttelettes et d'autres deux (13 sur les 42 étudiés), on s'attend donc à des processus microphysiques différents entre ces deux types de brouillard.

Les brouillards F9 (1 mode) et F32 (2 modes) sont représentatifs des brouillards ayant plus de  $0.02 \text{ g.m}^{-3}$  de LWC médian, comme le montre la figure 3.19 où F9 et F32 sont entourés en rouge. Les brouillards ayant un LWC médian inférieur à  $0.02 \text{ g.m}^{-3}$  sont en effet plus instables au niveau thermodynamique. F9 se forme à 0110 UTC le 16/11/11 et se dissipe à 1330 UTC. F32 se forme à 0315 UTC le 22/11/11 et se dissipe à 0910 UTC. F9 est un brouillard radiatif se formant en altitude et F32, un brouillard radiatif se formant au sol.

#### 3.6.1 Évolution thermodynamique

L'évolution de la thermodynamique des brouillards peut apporter de précieuses informations quant à leur évolution microphysique c'est pourquoi elle est d'abord décrite avant d'analyser la microphysique des brouillards.

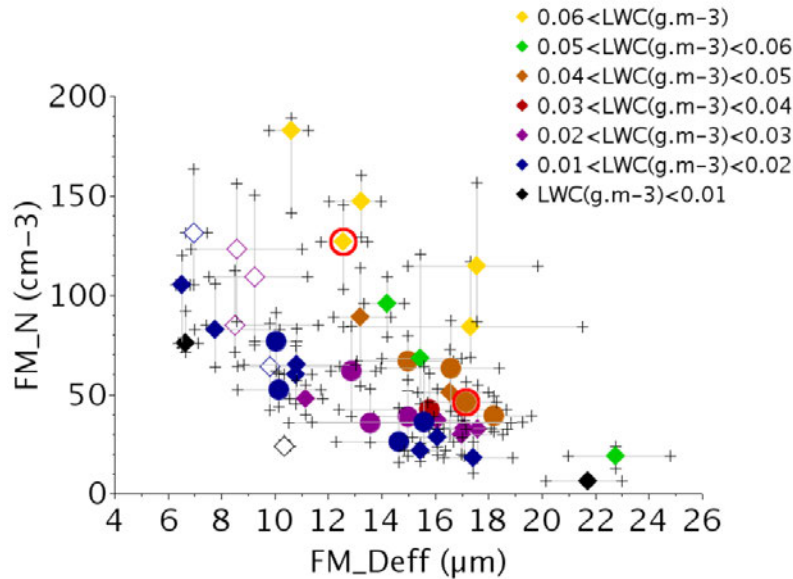


FIGURE 3.19 – Distribution des percentiles 25<sup>th</sup>, 50<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> pour  $D_{\text{eff}}$  ( $\mu\text{m}$ ) et  $N_{\text{FM}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ). Les couleurs des points indiquent leur contenu en eau liquide. F9, correspond au cercle rouge et jaune à l'intérieur et F32 au cercle rouge et marron à l'intérieur. Les ronds représentent les brouillards à deux modes, les losanges vides représentent les brouillards à 1 mode, et les symboles creux, les nappes de brouillards.

### Description thermodynamique de F9 et F32

Les figure 3.20 et 3.21 montrent l'évolution de la visibilité et de la thermodynamique durant F9 et F32, à partir de 1200 UTC la veille de ces deux épisodes.

Pour ces deux cas, une inversion de température à la surface apparaît à 1400 UTC la veille, puis la température décroît jusqu'à 0600 UTC pour F32 et jusqu'à 0110 UTC pour F9, ce qui correspond à la formation de ce brouillard. On note que, le refroidissement de F9 est ralenti par de fin stratus bas (visible sur le LIDAR) entre 1800 UTC à 2030 UTC.

Pour F9, la température du point de rosée évolue peu jusqu'à 2100 UTC la veille puis, elle diminue avec la température. Alors que pour F32, elle diminue de 1300 UTC à 1800 UTC la veille, puis se stabilise, elle évolue avec la température à partir de 0100 UTC et la rejoint à 0300 UTC, heure à laquelle se forme ce brouillard.

Pour les deux épisodes, l'évolution de la visibilité montre une formation simultanée du brouillard à 3m et à 18m. Pour F9, le télémètre indiquant qu'il se forme en altitude, il s'agirait plutôt d'une descente simultanée aux deux niveaux.

Le vent est très stable en direction F9 ( $\sim 100^\circ$ ) et F32 ( $\sim 180^\circ$ ), il évolue autour de 2 m/s pour F32 et pour F9, de 1600 UTC jusqu'à 0030 UTC, il est de 1m/s puis augmente et reste à 2m/s.

Enfin, on remarque qu'un minimum de température apparaît durant le cycle de vie de ces deux brouillards. Durant F9, la température diminue lentement jusqu'à 0730 UTC puis augmente, le lever du soleil ayant lieu à 0700 UTC. Durant F32, la température augmente dans la couche de brouillard dès 0600 UTC, le soleil se levant à 0710 UTC.

Le brouillard F9 se dissipe à 0900 UTC au sol et le brouillard F32 à 1330 UTC.

En outre, sur l'évolution de la visibilité de ces deux brouillards représentée sur les figures 3.23 et 3.24 avec une échelle plus fine, on remarque également un minimum, à 0600 UTC pour F9 et à 0450 UTC pour F32.

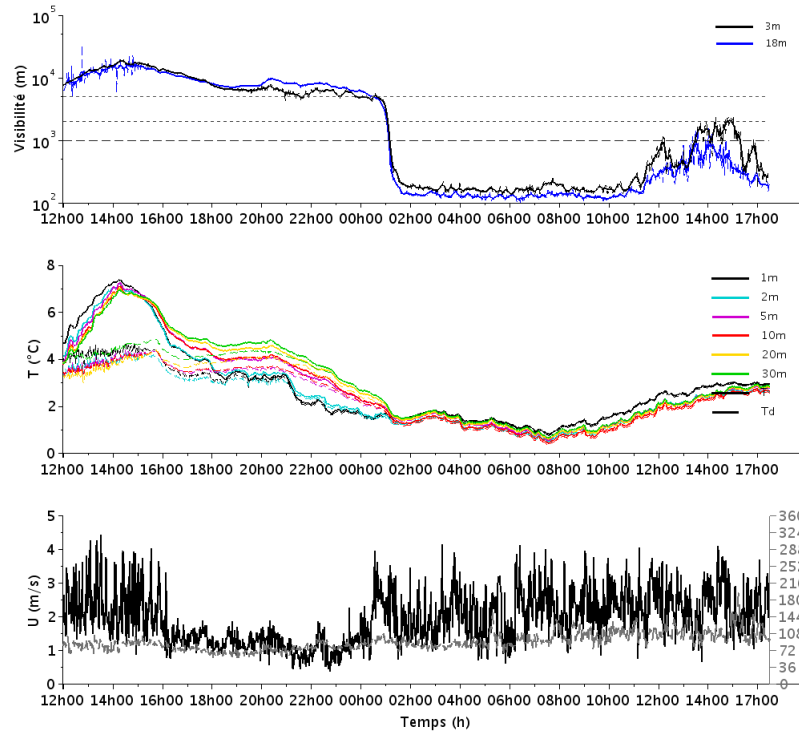


FIGURE 3.20 – Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m, de la vitesse (m/s) et direction du vent (°) à 10m de 1200 UTC le 15/11/11 jusqu'à 1700 UTC le 16/11/11 (F9).

### Minimum de température et minimum de visibilité

Un minimum pour la température ainsi qu'un minimum pour la visibilité ont été remarqué durant les brouillards F9 et F32. L'existence de ces deux minima se vérifie sur les 42 cas de brouillard.

Pilié et al. (1975) ont été les premiers à mettre en évidence un minimum pour la visibilité durant le brouillard, il est associé à l'évolution des propriétés microphysiques du brouillard et à une lente évaporation au sol. Price (2011) a lui observé des minima pour la température. Il est dû au rayonnement infrarouge émit par le brouillard qui réchauffe la surface, ce qui provoque en retour un long réchauffement des basses couches. Mais Price (2011) ne détermine pas de corrélation entre l'évolution de la température et la microphysique sur les 11 épisodes étudiés, alors qu'on s'attend à ce que l'évaporation soit associée à l'évolution de la température, même si l'évaporation (à la surface et des gouttelettes) doit contribuer à ralentir le réchauffement.

Afin d'évaluer la relation entre ces deux minima, le lien entre l'heure du minimum de visibilité et l'heure d'un minimum de température est analysé pour les 42 épisodes de brouillards. Pour déterminer de façon statistique les minima de température à 2 m (10 m pour les cas de 2010) et de visibilité (à 3 m), des moyennes glissantes de 10 minutes ont été effectuées sur ces grandeurs. L'heure minimum du flux infrarouge montant (LWU, LongWave Upwelling flux en anglais), mesurée à 10 m, est également comparée. Il représente le flux infrarouge montant émis par le système surface plus brouillard jusqu'à la hauteur du capteur. La figure 3.22 compare les horaires d'apparition de ces minima.

Les corrélations et pentes entre heures du minimum de visibilité et minimum de température ainsi qu'entre heures du minimum de visibilité et minimum de flux LWU sont très bonnes. Les

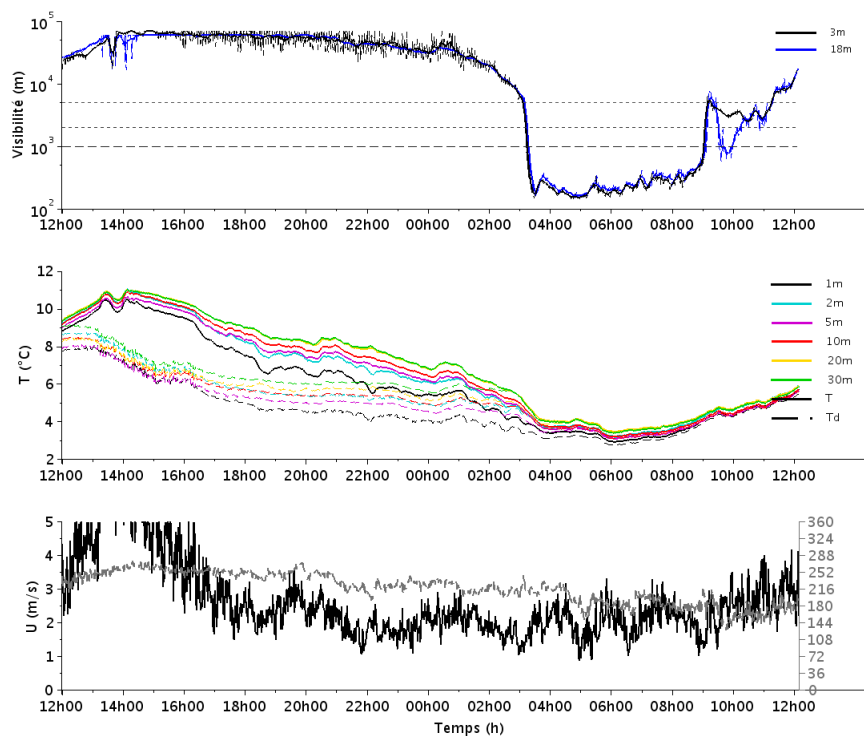
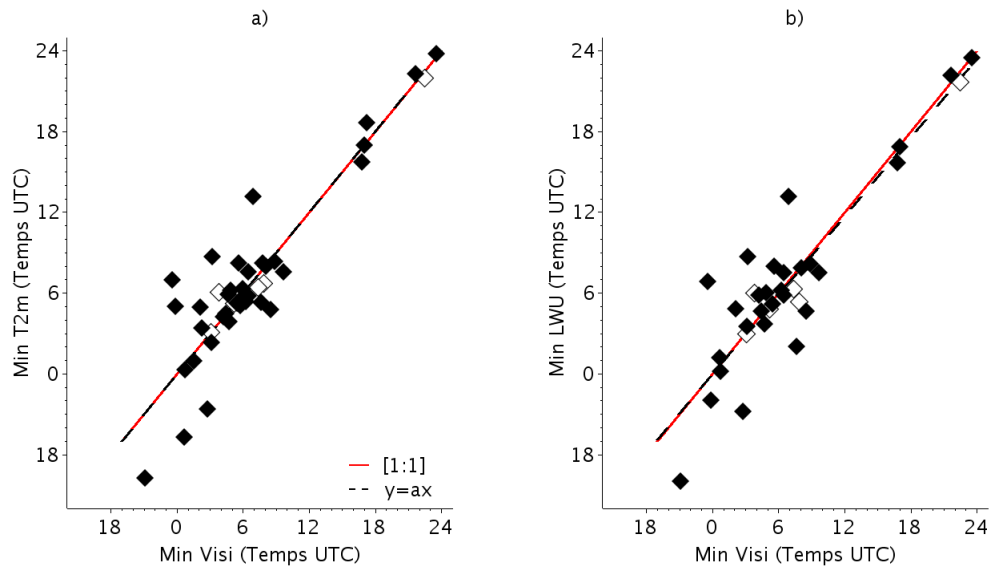


FIGURE 3.21 – Évolution temporelle de la visibilité (m), de la température (°C) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m de la vitesse (m/s) et direction du vent (°) à 10m de 1200 UTC le 21/11/12 jusqu'à 1200 UTC le 22/11/12 (F32).

valeurs des pentes sont respectivement de 1 et de 0.98 et les facteurs de corrélation sont de 0.88 et 0.89. Toutefois, l'écart médian entre ces valeurs est respectivement de 50 minutes et de 01h40 (25 et 30 minutes pour le percentile 25 et 02h30 et 05h50 pour le percentile 75).

Pour certains cas, l'écart important (07h30 au max) suggèrent soit des effets d'advection (F6, F10, F16, F29, F30 et F33) soit des processus plus complexes. Le lever du soleil, comme cause de réchauffement est mis à part, car il ne pourrait concerner que 10 brouillards sur 42, pour lesquels le minimum de température a lieu après le lever du soleil. Pour ces brouillards, on observe un écart de 01h00 en médiane (15 minutes et 01h35 pour les percentiles 25 et 75) entre le lever du soleil et le minimum de température.



figure

FIGURE 3.22 – Heure d'occurrence du minimum de visibilité en fonction de celle du minimum de température, pour les 42 épisodes (a) et du minimum de flux infrarouge montant, pour 34 épisodes (b) (pas de mesures de LWU pour 8 épisodes). Les losanges vides représentent les nappes de brouillard.

Une tendance d'ensemble apparaît qui lie le minimum de visibilité au minimum de température et au minimum de de flux infrarouge montant. Au premier ordre, l'évolution de la microphysique du brouillard peut se traduire en terme d'évolution de la visibilité. Le cycle de vie microphysique du brouillard au sol pourrait donc être rythmé par un effet de serre qui provoquerait une lente évaporation au sol.

### 3.6.2 Évolution microphysique par phases

L'analyse précédente a déjà mis en évidence l'existence d'un minimum de visibilité. Nous nous intéressons maintenant à l'évolution détaillée des propriétés microphysiques.

L'analyse de la microphysique des brouillards se fonde sur un découpage de la visibilité à 3 m en 4 phases. Les phases 2 et 3 sont séparées par la détermination du minimum de visibilité. Elles sont séparées des phases 1 et 4 par la détermination de cassure de pente (en vert et en jaune sur les Fig. 3.23 et Fig. 3.24). Si on s'en réfère à la description classique et au découpage des brouillards présenté dans la section 1.3, les phases 1 et 4 correspondent aux phases de formation et de dissipation du brouillard et les phases 2 et 3 englobent la phase mature.

Ce type de découpage en phase n'est pas nouveau (Pilié et al., 1975; Niu et al., 2010; Liu et al., 2011; Zhao et al., 2013; Degeffe et al., 2014). Pilié et al. (1975) ont montré, en analysant un nombre limité de cas de brouillard, que la concentration de gouttelette et le contenu en eau liquide atteignent leurs valeurs maximales au moment du minimum de visibilité. Ces grandeurs évoluent brutalement durant les phases de formation et de dissipation mais plus lentement entre les deux. Liu et al. (2011) remarquent, sur un cas de brouillard, que des liens peuvent être fait entre les phases et l'évolution de la turbulence; Elle augmente avant la phase de formation, diminue pendant la seconde phase, augmente de nouveau durant la troisième phase puis diminue durant la phase de dissipation. Niu et al. (2010); Zhao et al. (2013); Degeffe et al. (2014) utilisent ce découpage afin de segmenter la description du brouillard.

Nous allons appliquer ce découpage en phase pour étudier l'évolution des propriétés microphysique au cours du cycle de vie du brouillard. En effet, aucune étude n'a encore été menée sur un large ensemble de cas permettant de qualifier et de dégager des tendances générales sur l'évolution des différents paramètres. Il s'agit ainsi de décrire chaque phase en terme microphysique et en terme de processus.

### Description microphysique de F9 et F32

Le découpage de la visibilité en 4 phases est d'abord effectué sur les brouillards F9 et F32 (Fig. 3.23 et Fig. 3.24) :

- Une première phase de chute brutale de la visibilité liée à la formation du brouillard (en rouge).
- Une seconde phase de décroissance de la visibilité jusqu'à un minimum (en vert).
- Une troisième phase d'augmentation lente de la visibilité (en jaune).
- Une dernière phase d'augmentation brutale de la visibilité liée à la dissipation du brouillard (en bleu).

Les phases 1 et 2 traduisent ainsi la formation et le développement du brouillard, la phase 3, une lente dissipation à la surface et la phase 4 la dissipation totale.

Le tableau 3.6 indique le découpage temporel des phases pour F9 et F32 et les valeurs de visibilité atteintes à la fin de chaque phase. L'évolution de la visibilité par phase n'est évidemment pas linéaire. Ainsi, durant la phase 1 de F32, la visibilité descend à 150 m puis remonte à 300 m et durant la phase 3 de F9, la visibilité augmente légèrement puis diminue de nouveau. Ce découpage en phase traduit une évolution globale.

	Phase 1	Phase 2	Phase 3	Phase 4
F9	[0110-0145] UTC (200 m)	[0145-0600] UTC (150 m)	[0600-1120] UTC (200 m)	[1120-1330] UTC (1000 m)
F32	[0315-0345] UTC (200 m)	[0345-0450] UTC (150 m)	[0450-0830] UTC (300 m)	[0830-0900] UTC (1000 m)

TABLE 3.6 – Horaires des phases pour F9 et F32 et valeur de la visibilité atteinte à la fin de chaque phase (entre parenthèse, en mètres).

Les figure 3.23 et 3.24 représente l'évolution de la visibilité, du contenu en eau liquide, de la concentration de particules et des percentiles des diamètres ainsi que du diamètre médian de la distribution ( $D_{m_{FM}}$ ) entre 2  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  pour F9 et F32. Les quatre phases sont séparées par des couleurs sur les courbes (rouge, vert, jaune, bleu). On remarque tout d'abord que des gouttelettes sont formées avant que la visibilité soit inférieure à 1000 m, donc avant le début de la phase 1, ce qui est dû à la définition du brouillard (Elias et al., 2009)

- Durant la phase 1,  $N_{FM}$ , LWC et  $D_{m_{FM}}$  augmentent rapidement. Les valeurs atteintes à la fin de de cette phase sont caractéristiques de l'épisode. En effet pendant les phases 2 et 3 les différents paramètres fluctuent autour de ces valeurs (pour F9 :  $N_{FM} \sim 200\text{cm}^{-3}$ ,  $LWC \sim 0.08\text{g.m}^{-3}$  et  $D_{m_{FM}} \sim 4\mu\text{m}$  et pour F32 :  $N_{FM} \sim 270\text{cm}^{-3}$ ,  $LWC \sim 0.04\text{g.m}^{-3}$  et  $D_{m_{FM}} \sim 4\mu\text{m}$ ). Elles sont donc représentatives de l'épisode de brouillard. En revanche, si les percentiles de la distribution et notamment le 95<sup>th</sup> évoluent peu après la phase 1 pour F9, ce n'est pas le cas pour F32.
- Durant la phase 2, LWC augmente légèrement et  $N_{FM}$  évolue peu, par conséquent  $D_{m_{FM}}$  augmente. Le percentile 95<sup>th</sup> de la distribution augmente pour F9 et atteint sa valeur maximale à la fin de cette phase ( $D_{m_{FM},95^{\text{th}}} = 22 \mu\text{m}$ ), ce qui traduit l'apparition de grosses gouttelettes. Ce maximum correspond également à celui du LWC.

- La phase 3, peut être séparée en deux parties. Durant une première partie (jusqu'à 1000 UTC pour F9 et 0520 UTC pour F32), LWC et  $Dm_{FM}$  diminuent mais  $N_{FM}$  augmente. On observe une forte décroissance de  $Dm_{FM,95^{th}}$  pour F32 qui pourrait être dû à la sédimentation des plus larges gouttelettes. L'augmentation de  $N_{FM}$ , alors que LWC diminue, pourrait être une conséquence de l'évaporation et/ou de la sédimentation des plus grosses gouttelettes. En effet, la vapeur relâchée et la compétition plus facile pour la vapeur pourrait ainsi favoriser la croissance hygroscopique des plus petites particules mais pourrait aussi permettre une réactivation des particules d'aérosols en gouttelettes. L'évolution de la microphysique au delà du diamètre critique (qui sépare les aérosols hydratés des gouttelettes) est présentée en annexe (Fig. C.1 et C.2), elle montre que, l'augmentation de  $N_{FM}$  doit correspondre à la croissance hygroscopique des particules d'aérosols mais qu'une réactivation des particules d'aérosols doit tout de même être présente.
- Durant une seconde partie, LWC et  $N_{FM}$  diminue fortement et  $Dm_{FM}$  augmente. En effet, les plus grosses gouttelettes s'évaporent plus lentement que les plus petites (proportionnellement à leur surface).
- Durant la phase 4, LWC et  $N_{FM}$  diminuent jusqu'à devenir nuls et  $Dm_{FM}$  fluctue dû à la cinétique d'évaporation.

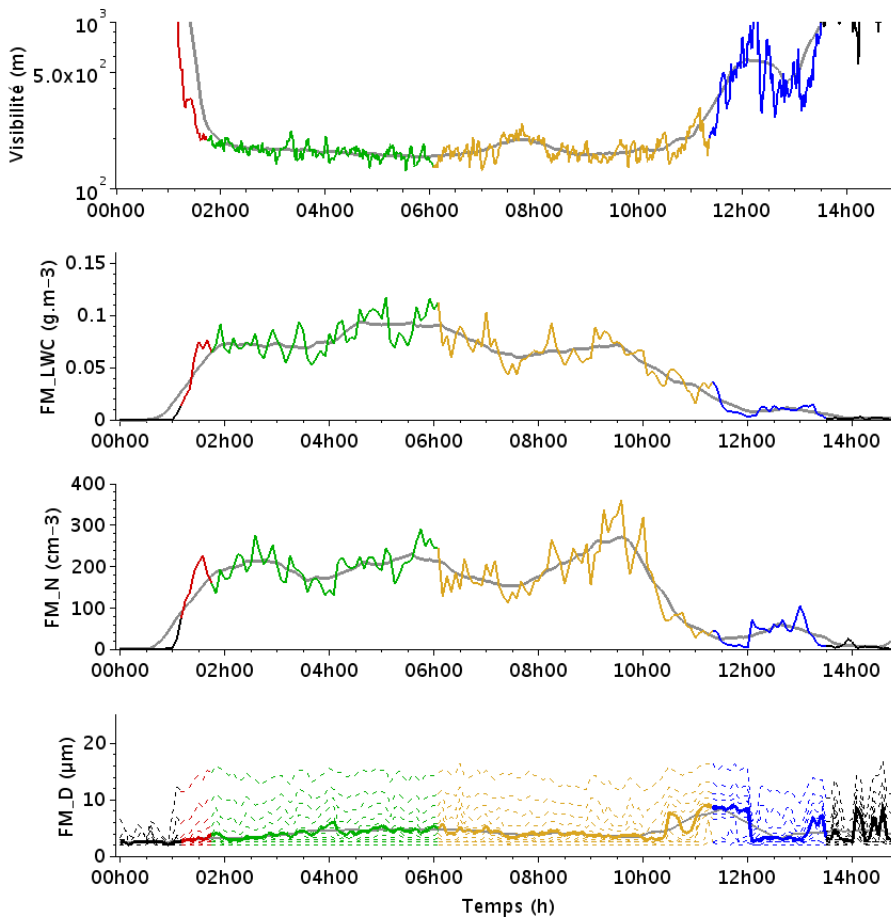


FIGURE 3.23 – Évolution temporelle de la visibilité (m) et de  $N_{FM}$  (cm<sup>-3</sup>), LWC (g.m<sup>-3</sup>) ainsi que des percentiles 5<sup>th</sup> à 95<sup>th</sup> par pas de 10<sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules et du diamètre médian (en gras) ( $Dm_{FM}$ ) (μm), à 5 minutes, entre 2μm et 50μm de 0000 UTC à 1400 UTC le 16/11/11 (F9). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs.



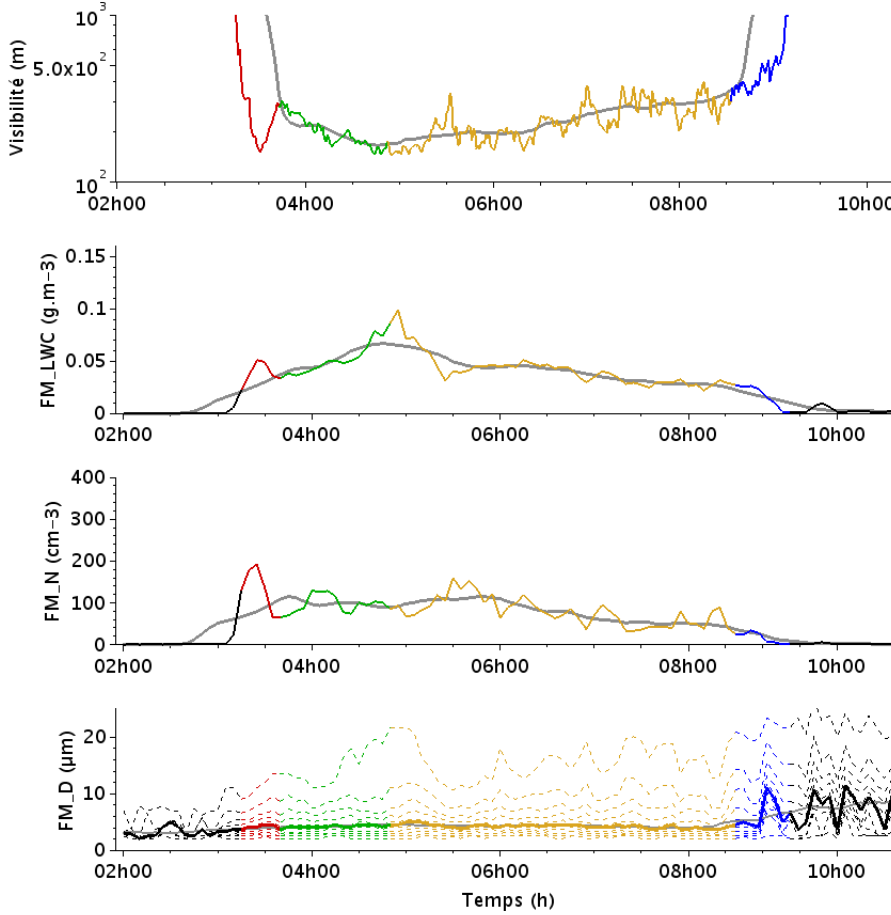


FIGURE 3.24 – Évolution temporelle de la visibilité (m), de  $N_{FM}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ),  $LWC$  ( $\text{g.m}^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5<sup>th</sup> à 95<sup>th</sup> par pas de 10<sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules et le diamètre médian (en gras) ( $Dm_{FM}$ ) ( $\mu\text{m}$ ), à 5 minutes, entre 2 $\mu\text{m}$  et 50 $\mu\text{m}$  de 0200 UTC à 1000 UTC le 22/11/12 (F32). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs.

Ainsi, les propriétés microphysique de ces deux brouillards semble être fixées par la phase 1. Globalement  $LWC$ ,  $Dm_{FM}$  et  $N_{FM}$  évoluent peu durant les phases 2 et 3. Ils augmentent durant la phase 2 et diminuent durant la phase 3 puis leurs valeurs chutent durant la phase 4. On remarque que les phases 1 et 4 sont bien plus courtes que les phases 2 et 3. En outre, des comportements distincts apparaissent entre les deux brouillards durant les phases 2 et 3. Pour F32 ces phases sont marquées par la formation de grosses gouttelettes et par leur sédimentation ce qui ne semble pas être le cas pour F9. De plus, durant ces deux phases, on observe des fluctuations sur les valeurs de  $LWC$ ,  $Dm_{FM}$  et  $N_{FM}$  qui sont beaucoup plus marquées pour F9 que pour F32. Bott et al. (1990) ont pu reproduire, avec un modèle 1D, ces fluctuations sur le  $LWC$  de 15-20 minutes. Selon eux, elles sont dues à la sédimentation des plus grosses gouttelettes dont la croissance serait favorisée par leur propre refroidissement radiatif.

Enfin, on remarque sur l'évolution des percentiles des distributions dimensionnelles de gouttelettes que, pour les deux épisodes, des grosses gouttelettes sont présentes dès la formation, mais ceci est plus marquée pour F9 que pour F32. L'étape de nappe de brouillard n'étant pas présente, on observe directement la phase développée des nappes de brouillard se développant sur la verticale. Les visibilités à 3m et à 18m chutent en effet simultanément et en 30 minutes pour les deux épisodes. Ce qui est cohérent pour F9 qui se forme en altitude mais rien (télémètre, Lidar) n'indique

que F32 se forme en altitude.

La microphysique de F9 et F32 évolue selon 4 phases qui se distinguent par des évolutions temporelles spécifiques de  $N_{FM}$ , LWC et  $D_m$ . Des comportements distincts sont observés entre F9 et F32 durant les phases 2 et 3.

### Cycle de vie des brouillards

Afin d'analyser, de façon statistique, la cohérence d'un découpage en phases pour les 42 épisodes, on étudie les valeurs des pentes ( $y = at + b$ ) des évolutions temporelles de  $N_d$ , LWC et  $D_{eff}$  ainsi que de la température à 2m, durant chacune des 4 phases. Un exemple de représentation des droites,  $y = at + b$ , de l'évolution de  $N_d$ , LWC et  $D_{eff}$  avec le temps est montrée en annexe (Fig. C.1 et C.2).

Cependant, pour effectuer cette analyse, il est préférable de ne considérer que les gouttelettes et donc d'exclure les aérosols hydratés, ils semblent par exemple, « polluer » la description de l'évolution de la phase 3 par leur grossissement hygroscopique. Les gouttelettes et les aérosols hydratés (non activés) sont en effet régis par différentes lois physiques. Le diamètre d'un aérosol hydraté dépend principalement de l'effet Raoult et il est en équilibre stable avec la sursaturation donnée, alors que le diamètre d'une gouttelette continue à croître tant que la sursaturation ambiante est supérieure à celle à sa surface. Dans le cas contraire, elle s'évapore, c'est l'effet Kelvin (Fig. 2.2).

Afin de s'affranchir des aérosols hydratés il ne faut considérer les particules qu'au dessus du diamètre critique. Mais, on ne dispose pas de l'information du diamètre critique pour les 42 épisodes. On ne considère alors que les particules dont le diamètre est supérieur au diamètre critique médian, déterminé dans la section 3.8 et égal à  $3.79\mu m$  (dans la suite,  $N_d = N(D > 3.79\mu m)$ ). Pour valider cette approximation sur le diamètre critique, l'étude suivante a été effectuée avec les 23 cas de brouillards dont le diamètre critique a été déterminé et donc avec le diamètre critique propre à chaque épisode. Les tendances globales sont similaires (Fig. C.3 en annexe C.2) ce qui autorise l'utilisation du diamètre critique médian et permet l'analyse d'un plus grand nombre de cas.

Dans cette analyse, on discerne les brouillards selon leur type et leur nombre de mode. On rappelle que sur les 42 cas de brouillards étudiés 20 sont des brouillards issus d'un affaîssement de stratus, 22 sont des brouillards radiatifs (16 des radiatifs développés), 13 ont deux modes de gouttelettes et 29 ont un seul mode de gouttelettes.

La figure 3.25 représente les quartiles de distributions de pentes pour les 4 phases sur les 42 épisodes. Les valeurs médianes des pentes pour les 42 épisodes sont indiquées dans le tableau 3.7.

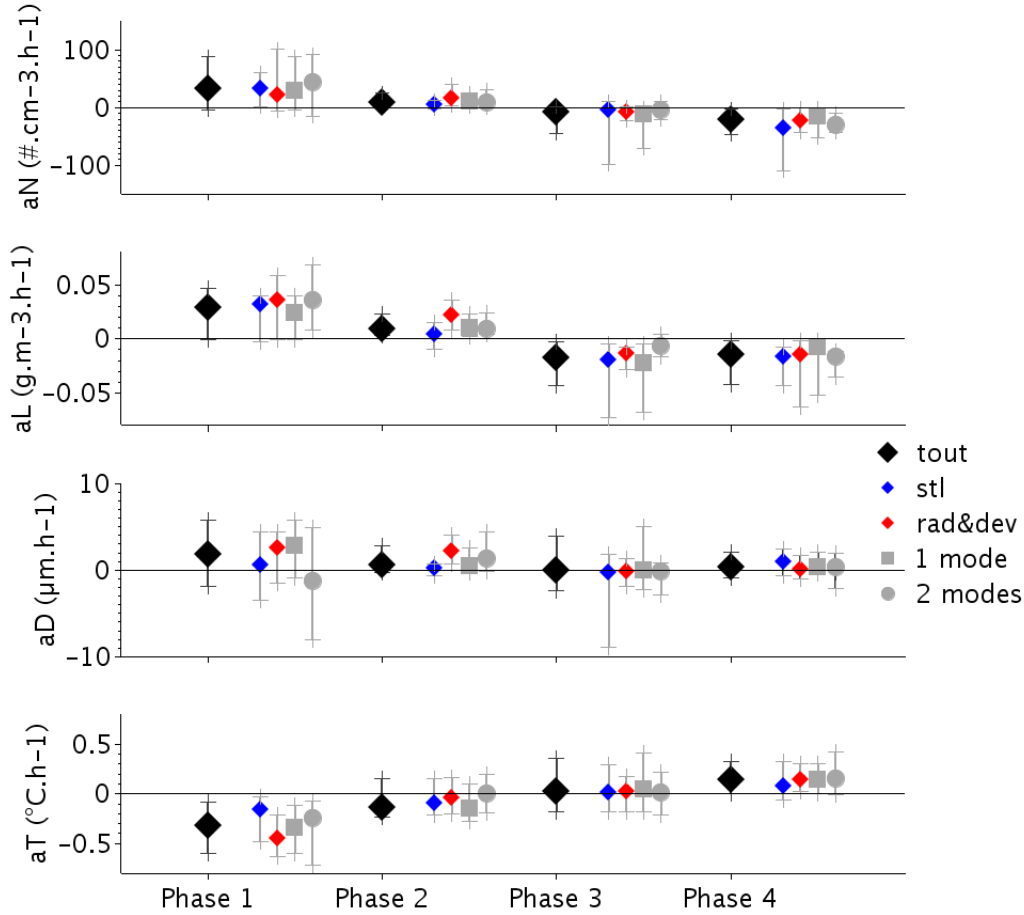


FIGURE 3.25 – Quartiles des distributions de pente ( $y=ax+b$ ) d'évolution temporelle de  $N_d$  ( $aN$ ) ( $\text{cm}^{-3}.\text{h}^{-1}$ ), LWC ( $aL$ ) ( $\text{g}.\text{m}^{-3}.\text{h}^{-1}$ ),  $D_{\text{eff}}$  ( $aD$ ) ( $\mu\text{m}.\text{h}^{-1}$ ) et de la température à 2m ( $aT$ ) ( $^{\circ}\text{C}.\text{h}^{-1}$ ) par phases (1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> quartiles représentés par des croix et 2<sup>ème</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issus d'un affaissement de stratus (stl) des brouillards radiatifs développés (rad & dev) ainsi que ceux à 1 mode de ceux à 2 modes de gouttelettes. Les 42 épisodes sont représentés.

Sur l'ensemble des épisodes (losange noir), les évolutions temporelles de  $N_d$ , LWC,  $D_{\text{eff}}$  et de la température ( $T$ ) apparaissent clairement. C'est durant la première phase que l'évolution de  $N_d$ , LWC,  $D_{\text{eff}}$  et de  $T$  est la plus rapide. Les pentes sont positives pour  $N_d$ , LWC,  $D_{\text{eff}}$  cela traduit la production d'eau liquide et l'activation de gouttelettes. La pente de  $T$  est négative, c'est donc le refroidissement qui est à l'origine de la condensation. C'est aussi durant la première phase que la plus forte variabilité est observée. Cela rend compte de différentes vitesses pour l'activation et la condensation, elles peuvent s'expliquer par des dynamiques et thermodynamiques distinctes pour les différents cas de brouillard, mais aussi par des propriétés des aérosols distinctes.

Les valeurs des pentes sont plus faibles durant la seconde phase mais restent positives pour  $N_d$ , LWC et  $D_{\text{eff}}$  et négatives pour  $T$ . Durant la troisième phase, les valeurs des pentes restent faibles mais deviennent négatives pour  $N_d$ , LWC et  $D_{\text{eff}}$  et positives pour  $T$ . Enfin durant la dernière phase,  $N_d$  décroît plus fortement que durant la phase 3, ce qui n'est pas le cas de LWC qui décroît moins rapidement que durant la phase 3.  $D_{\text{eff}}$  est positif à cause de l'évaporation plus lente des plus grosses gouttelettes. Enfin la température augmente de façon plus importante.

Phase	$aN_{50^{th}}$ ( $cm^{-3}.h^{-1}$ )	$aL_{50^{th}}$ ( $g.m^{-3}.h^{-1}$ )	$aD_{50^{th}}$ ( $\mu m.h^{-1}$ )	$aT_{50^{th}}$ ( $^{\circ}C.h^{-1}$ )
1	30	0.03	1.8	-0.32
2	9	0.009	0.5	-0.13
3	-8	-0.02	-0.08	0.03
4	-21	-0.01	0.36	0.14

TABLE 3.7 – Valeurs médianes des distributions de pente ( $aN$ ,  $aL$ ,  $aD$  et  $aT$ ) des 4 phases pour les 42 épisodes.

On remarque quelques différences entre les brouillards issus d'un affaïssement de stratus et les brouillards radiatifs développés durant les phases 1 et 2. Durant la phase 1, le refroidissement est moins important pour les STL, comme l'a constaté Dupont et al. (2015), et la croissance des gouttelettes est plus lente. Durant la phase 2, le diamètre des gouttelettes et le contenu en eau liquide évoluent moins rapidement pour les STL.

Les différences entre les brouillards à 1 et à 2 modes de gouttelettes sont aussi concentrées sur les phases 1 et 2. Durant la phase 1, le contenu en eau liquide évolue plus rapidement pour les brouillards à 2 modes et le diamètre effectif médian décroît. Ceci est dû à la présence quasi instantanée du second mode de gouttelettes (Fig. 3.30) et à la croissance par condensation sur le premier mode, dont le diamètre est inférieur. Durant la phase 2,  $D_{eff}$  et  $T$  évoluent plus rapidement pour les brouillards à deux modes que pour ceux à 1 mode. De plus, durant la phase 3, on observe une plus grande décroissance du LWC pour les brouillards à 1 mode que ceux à 2 modes. Par contre, on observe peu de différences sur l'évolution de  $N_d$  et LWC entre les RAD & DEV et les STL durant la phase 3, toutefois le percentile 25 des pentes est plus bas pour les STL.

Enfin, la figure 3.26 montre les quartiles des distributions de durée de vie des différentes phases. Les durées des phases 1 et 3 sont relativement courtes, leurs valeurs médianes sont respectivement de 26 minutes et 15 minutes. Celles des phases 2 et 4 sont plus longues, leurs valeurs médianes sont respectivement de 01h15 et 01h11. La dispersion sur la durée de la phase 1 est très faible et ce pour tout les types de brouillard. Elle est très élevée pour les phases 2, 3 et 4 et elle est indépendante du type de brouillard pour la phase 2. Selon les types de brouillard, la durée de la phase 3 est différente, elle est plus longue pour les RAD & DEV que pour les STL et plus longue pour les brouillards à deux modes de gouttelettes que ceux à un mode.

Le brouillard se forme donc rapidement (en 1h au maximum) et la durée des autres phases est plus variable.

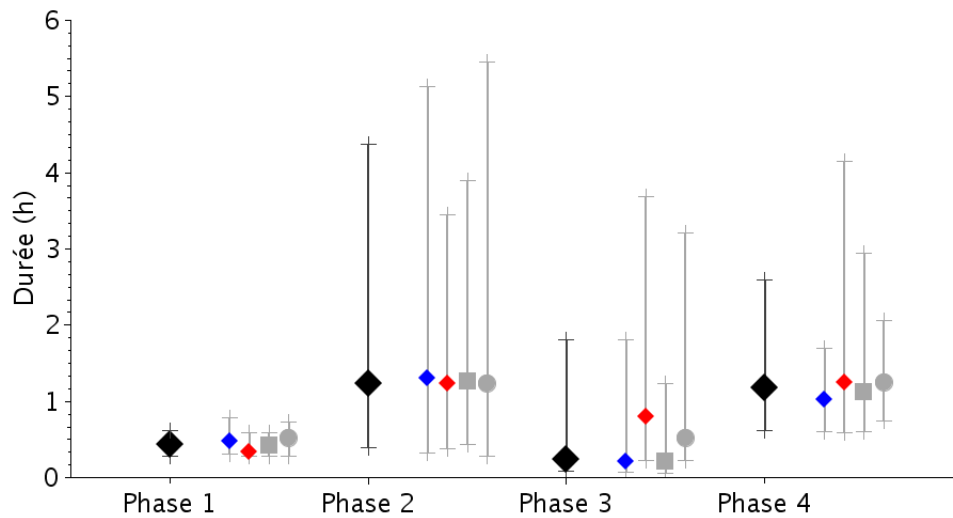


FIGURE 3.26 – Quartiles de la distribution de durée de vie des phases (1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> quartiles, représentés par des croix et 2<sup>ème</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issues d'un affaïssement de stratus (STL) des radiatifs développés et les brouillards (rad & dev) ainsi que ceux à 1 modes de ceux à 2 modes de gouttelettes. La légende correspond à celle de la figure 3.25. Les 42 épisodes sont représentés.

En résumé, une évolution globale par phase ressort pour l'ensemble de ces brouillards et pour les sous catégories.

- Durant la première phase, les gouttelettes se forment et grossissent rapidement.
- Durant la seconde phase, la croissance des gouttelettes en nombre et en diamètre est plus lente, le refroidissement dans les basses couches est plus faible.
- Durant la troisième phase, les gouttelettes commencent lentement à s'évaporer et les basses couches se réchauffent.
- Durant la dernière phase, l'évaporation et le réchauffement sont plus rapides.

De façon globale, les phases 1 et 2 sont plus affectées par les différents types de brouillards que les phases 3 et 4. La forte dispersion sur les phases 3 et 4 laisse entrevoir des processus de dissipation complexes.

### 3.6.3 Processus microphysiques à l'œuvre

Il a été montré que l'évolution microphysique des brouillards suit 4 phases. Afin de déterminer les processus physiques caractérisant ces phases et donc l'évolution des distributions de gouttelettes, on analyse la répartition de l'eau liquide sur les gouttelettes tout au long du cycle de vie du brouillard.

La concentration de gouttelettes est principalement déterminée par le processus d'activation, qui est lié à des sursaturations critiques (Fig. 2.2). Pour un spectre d'activation donné (et donc une distribution et une chimie des particules d'aérosols données), si la sursaturation ambiante est plus élevée que celle ayant activée les particules préexistantes, de nouvelles particules vont s'activer, alors que la condensation a lieu tant que la sursaturation ambiante n'est pas nulle. Pour une distribution de gouttelettes donnée, une augmentation de leur concentration signifie donc qu'il y a activation. En revanche, une diminution signifie qu'il y a évaporation ou collision-coalescence. La variation du contenu en eau liquide est liée à la condensation/évaporation et à la sédimentation (l'effet de la sédimentation est plus notable pour le contenu en eau liquide que pour la concentration

car ce sont surtout les grosses gouttelettes qui sédimentent). Ce raisonnement n'inclut pas les effets d'advection ni de mélange.

L'évolution du contenu en eau liquide en fonction de la concentration de gouttelettes est donc analysée pour déterminer les processus microphysique à l'œuvre. Une corrélation positive entre  $N_d$  et LWC signifie que le processus dominant est l'activation et la condensation qui s'ensuit. Une corrélation négative témoigne du processus de collision-coalescence (Zhao et al., 2013).

### Étude des processus physiques dominants durant F9 et F32

L'évolution du contenu en eau liquide en fonction de la concentration de gouttelettes est d'abord analysée pour F9 et F32. Leurs diamètres d'activation sont déterminés dans la section 3.8. Pour F9, le diamètre d'activation moyen est de 4.41  $\mu\text{m}$ , pour F32 il est de 2.62  $\mu\text{m}$ .

La figure 3.27 montre les évolutions de concentration de gouttelettes en fonction du contenu en eau liquide, toutes les 5 minutes, pour F9 et F32. Les phases sont distinguées par les couleurs utilisées précédemment.

On observe que l'évolution de  $N_d$  en fonction de LWC est globalement linéaire pour F9 et plus particulièrement durant les phases 1 et 4. L'activation et la condensation sont les processus dominants durant les phases 1 et 2 et l'évaporation et la dé-activation (qui correspond au passage de l'état de gouttelette à celui d'aérosol hydratés) sont les processus dominants durant les phases 3 et 4. La dispersion durant les phases 2 et 3 correspond à celle visible sur l'évolution temporelle de  $N_{FM}$  et LWC (Fig. 3.23), ce qui signifie que durant ces phases l'activation et la condensation ne sont pas complètement liées. Selon Bott et al. (1990), c'est la sédimentation des plus grosses gouttelettes qui permettrait l'activation de nouvelles particules en diminuant le terme puits pour la sursaturation qu'est la quantité d'eau condensée. Cela permettrait d'expliquer pourquoi les pics de  $N_{FM}$  et LWC sont décalées dans le temps et donc la dispersion sur les phases 2 et 3.

En outre, on remarque que les pentes de croissance de  $N_d$  avec LWC sont les mêmes durant les 4 phases.

Pour F32, l'évolution de  $N_d$  en fonction de LWC n'est pas complètement linéaire, à la transition de la phase 2 à la phase 3, on observe une croissance puis une décroissance du LWC à  $N_d$  quasi constant. Cela correspond à la croissance et à la décroissance de LWC et du percentile 95 de la distribution de particule de la figure 3.24. De la collision-coalescence pourrait donc être présente durant F32. Toutefois, elle est ponctuelle et ne modifie pas l'évolution globale de  $N_d$  en fonction de LWC. Ceci suggère que les gouttelettes créées par ce processus atteignent des diamètres suffisamment importants pour sédimenter et qu'une fois ces gouttelettes sédimentées, ce processus n'est plus actif.

L'augmentation de  $N_d$  durant la phase 2, qui a également été mise en avant dans la section précédente (Fig. 3.25), est surprenante puisque l'on s'attend à ce que la condensation entraîne une diminution de la sursaturation ambiante et ne permette pas de nouvelle activation. Ceci pourrait s'expliquer soit par la sédimentation des plus grosses gouttelettes et donc par la disparition de forts termes puits pour la sursaturation (Bott et al., 1990) soit par la sédimentation de plus fortes concentrations de gouttelettes formées au sommet du brouillard, où l'on s'attend à des valeurs de la sursaturation plus élevées.

Pour ces deux cas de brouillard, l'évolution de  $N_d$  et LWC semblent donc principalement régis par les processus de activation/condensation, de dé-activation/évaporation mais de la collision-coalescence pourrait être présente lors de F32 et la sédimentation pourrait avoir un rôle important.

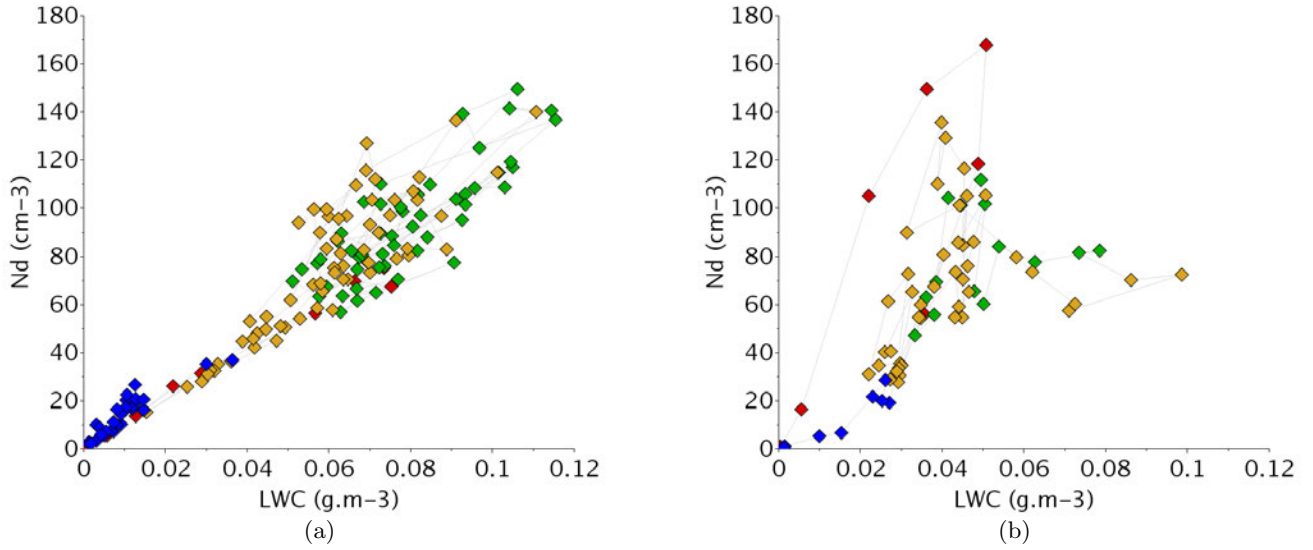


FIGURE 3.27 – Évolution de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) en fonction du LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) au cours du temps (toutes les 5 minutes), Phase 1 : rouge, Phase 2 : vert, Phase 3 : jaune et Phase 4 : bleu. F9 (a) et F32 (b).

### Évolution globale

Pour étendre cette analyse aux 42 épisodes, on étudie la pente de l'évolution de  $N_d$  avec LWC en fonction du facteur de corrélation qui les lie. Cela permet de représenter la vitesse de croissance de  $N_d$  avec LWC ainsi que leur corrélation. Par exemple, pour F9 et F32 cette vitesse est identique mais la corrélation entre les évolution de  $N_d$  et LWC est bien meilleure pour F9 que pour F32, car pour F32 on observe une croissance de LWC à  $N_d$  constant.

La figure 3.28 montre l'évolution des pentes de  $\text{LWC} = aN_d$  en fonction des facteurs de corrélation. On ne considère que les particules dont le diamètre est supérieure au diamètre critique médian. L'étude suivante a également été effectuée avec les 23 cas de brouillards dont le diamètre critique a été déterminé et donc avec le diamètre critique propre à chaque épisode. Les résultats et conclusions sont similaires (Fig. C.4 en annexe C.3).

Afin de représenter le type de distribution de gouttelettes des symboles sont utilisés selon le nombre de modes, la couleur dépend du diamètre effectif médian.

Le facteur de corrélation de LWC et  $N_d$  est en valeur médiane de 0.8, ses percentiles 25 et 75 sont 0.72 et 0.88. L'évolution de LWC et celle de  $N_d$  sont donc fortement corrélées. Cela signifie que, contrairement aux nuages convectifs, LWC ne croît globalement pas à  $N$  constant comme ponctuellement visible sur la figure 3.27(b) mais qu'ils augmentent conjointement (Fig. 3.27(a)). Cependant pour 8 épisodes, le facteur de corrélation est inférieur à 0.7 en valeur médiane et peut atteindre 0.2. Parmi ces brouillards, 4 ont deux modes de gouttelettes et les 4 autres ont des diamètres effectifs importants ( $D_{\text{eff}} > 17 \mu\text{m}$ ). Pour ces 8 épisodes, la pente de  $\text{LWC} = aN_d$  est plus faible que le percentile 25 de la distribution de pente de la totalité des épisodes. Ce qui signifie que leur concentration de gouttelettes évoluent plus lentement avec le contenu en eau liquide. Parmi les 36 cas restants, on remarque que plus  $D_{\text{eff}}$  est important, plus la croissance de  $N_d$  avec LWC est lente. Les forts  $D_{\text{eff}}$  et les seconds modes de gouttelettes doivent ainsi constituer un terme puits

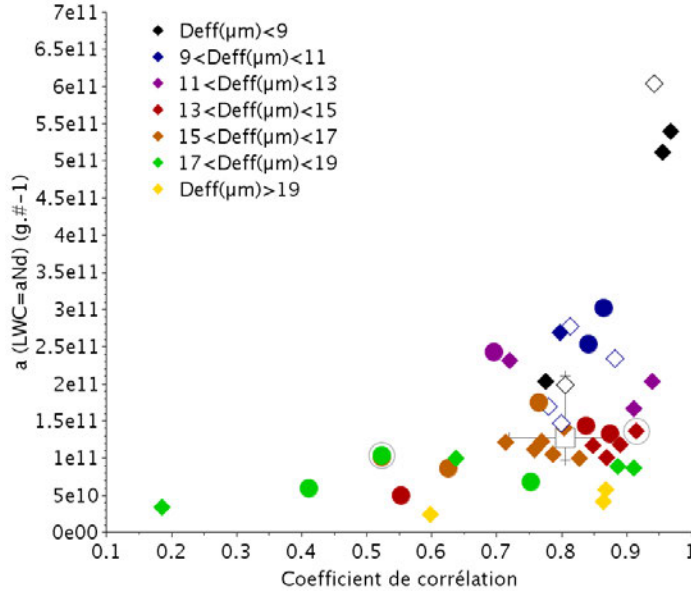


FIGURE 3.28 – Pente de  $LWC = aN_d$  en fonction du coefficient de corrélation entre ces deux grandeurs pour les 42 épisodes. Les couleurs indiquent le diamètre effectif. Les brouillards à 2 modes sont représentés par des ronds, les nappes par des losanges vides et les brouillards développés à 1 mode par des losanges pleins. A titre d'indication, F32 est représenté par le cercle gris et le rond vert et F9 par le cercle gris et le losange rouge. Les statistiques médianes ainsi que les percentiles 25<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> sont figurées respectivement par un carré et des croix.

suffisamment fort pour la sursaturation pour ralentir l'activation.

On peut supposer qu'une évolution faible de la concentration de CCN avec la sursaturation pourrait « freiner » l'activation de nouveaux aérosols et donc favoriser la croissance par condensation et ainsi les forts  $D_{eff}$ . Il serait intéressant pour cela de comparer les spectres d'activation des différents épisodes de brouillards.

La croissance de  $N_d$  est donc globalement fortement corrélée à celle de LWC ce qui suppose une action simultanée des processus de condensation/activation et évaporation/dé-activation durant le cycle de vie du brouillard.

### 3.6.4 Évolution granulométrique de 1 $\mu m$ à 50 $\mu m$ de deux cas de brouillard

L'analyse effectuée précédemment a été effectuée à partir de grandeurs caractérisant les distributions de gouttelettes.

On se propose dans cette section de décrire l'évolution granulométrique des deux épisodes de brouillard F9 et F32 sur la gamme de diamètre [1-50]  $\mu m$  à partir des mesures du WELAS entre 1  $\mu m$  et 10  $\mu m$  et celles du FM-100 entre 2  $\mu m$  et 50  $\mu m$  moyennées toutes les 5 minutes. On présente dans 3.8 une méthode pour construire la distribution composite, mais ici on conserve les deux instruments tels quels pour analyser finement l'évolution des distributions dimensionnelles des gouttelettes mais aussi celle des aérosols hydratés qui sont régis par différentes lois physiques.

La figure 3.29 montre l'évolution de la distribution de gouttelettes et d'aérosols hydratés pour le cas F9 par phases. Sur les 4 phases on observe un mode de gouttelettes à 11  $\mu m$  ainsi qu'un



affaissement du spectre entre 3  $\mu\text{m}$  et 7  $\mu\text{m}$ . Elias et al. (2015) déterminent le diamètre d'activation en estimant les distributions d'aérosols hydratés et de gouttelettes par deux log-normales (Whitby, 1978). Cette méthode appliquée à ces distributions indique que le diamètre d'activation est compris dans l'affaissement, et donc qu'entre 1  $\mu\text{m}$  et l'affaissement, les particules sont hydratées et non activées mais qu'au delà, les particules sont activées et sont donc des gouttelettes. Dans la section 3.8, on confirme que le diamètre d'activation se trouve dans l'affaissement.

Durant la phase 1, on observe le grossissement hygroscopique des particules d'aérosols et la formation des gouttelettes. Un mode de gouttelettes est très vite formé, contrairement aux cas des nappes. On n'observe pas de décroissance du spectre d'aérosols hydratés, alors que la condensation de la vapeur d'eau sur les gouttelettes doit faire baisser la sursaturation. Durant cette phase, les faibles sursaturations attendues dans le brouillard (Hudson, 1980; Hammer et al., 2014) ne doivent pas permettre une diffusion de vapeur suffisamment rapide sur les gouttelettes pour faire baisser la sursaturation.

Durant la phase 2, la décroissance du spectre d'aérosols hydratés a lieu, elle est associée à un élargissement du spectre de gouttelettes qui doit alors engendrer une baisse de la sursaturation. Le mode de la distribution de gouttelette est relativement stable en diamètre mais sa concentration augmente. Il pourrait alors être alimenté par l'activation de nouvelles gouttelettes formés par des hausses ponctuelles de sursaturation dues à la sédimentation des plus grosses gouttelettes dont le grossissement serait favoriser par leur propre refroidissement radiatif (Bott et al., 1990), ou par la sédimentation de plus fortes concentrations de gouttelettes formées au sommet du brouillard. Mais l'utilisation d'un modèle bin pour la microphysique serait nécessaire pour valider ces hypothèses.

Durant la phase 3, le spectre de gouttelettes se déplace vers les plus petits diamètres ce qui marque le début de l'évaporation. La brève croissance du spectre d'aérosols hydratés peut être due au relâchement de vapeur dû à l'évaporation.

Durant la phase 4, les deux spectres d'aérosols hydratés et de gouttelettes s'affaissent.

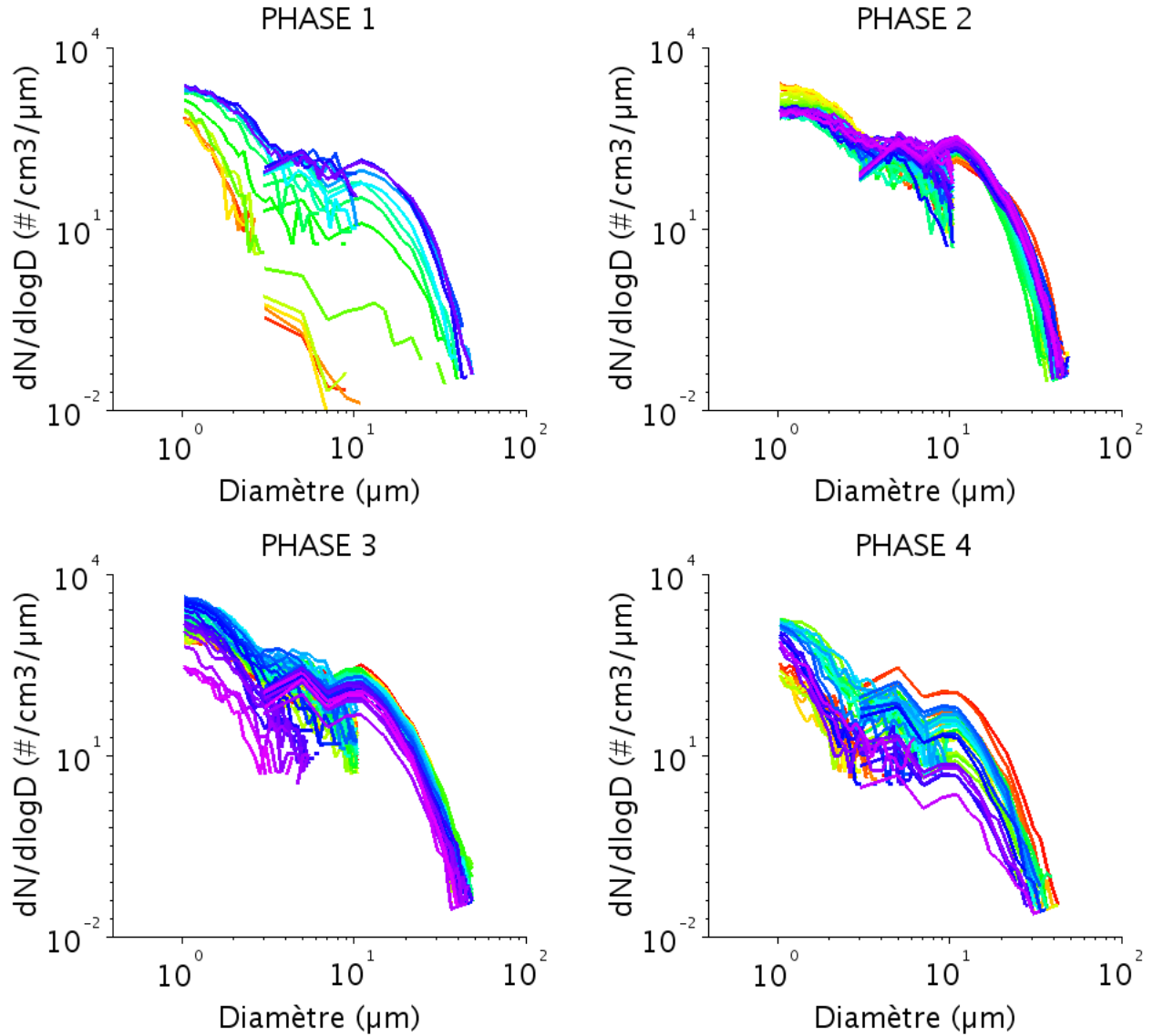


FIGURE 3.29 – Distributions granulométriques d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ) [1-50]  $\mu\text{m}$  par phase pour F9 (16/11/11). Les phases 1 et 4 sont élargies de 30min pour lesquelles ( $\text{Visi} > 1000\text{m}$ ) afin de mieux observer leur formation et dissipation. Les couleurs symbolisent l'évolution temporelle : elles vont du rouge, à l'orange, au jaune, au vert, au bleu et finalement au violet. On aperçoit clairement l'évolution de ce gradient de couleur durant la phase 1.

La figure 3.30 montre l'évolution de la distribution de gouttelettes pour le cas F32.

Durant les phases 1, 2 et 3, on observe deux modes de gouttelettes ; le premier est centré sur 11  $\mu\text{m}$  et une second sur 22  $\mu\text{m}$ . Ils correspondent à deux zones d'affaissement du spectre, une première entre 2  $\mu\text{m}$  et 4  $\mu\text{m}$  et la seconde autour de 18  $\mu\text{m}$ . Dans la section 3.8, on montre que le diamètre critique, égal à 2.62  $\mu\text{m}$ , correspond au premier affaissement, ce qui signifie que ce brouillard comporte deux modes de gouttelettes.

Durant la phase 1, on observe la croissance du mode d'aérosols hydratés ainsi que celles des deux modes de gouttelettes. Comme pour F9, les modes de gouttelettes sont très vite formés.

Durant la phase 2, le spectre d'aérosols hydratés décroît et le second mode de gouttelettes croît au dépend du premier. Ce comportement correspond aux observations de Wendisch et al. (1998) qui supposent que le second mode de gouttelettes croît en « cannibalisant » le premier. La croissance

des plus grosses gouttelettes par absorption de la sursaturation (et par refroidissement radiatif selon Bott et al. (1990)) amène la sursaturation à la surface des plus petites gouttelettes en deçà de la sursaturation ambiante et provoque leur évaporation. La vapeur relâchée se condense alors sur les plus grosses. Toutefois le grossissement de ce mode pourrait aussi être le fruit du processus de collision-coalescence, qui peut être initié à partir de particules de diamètres supérieurs à 20  $\mu\text{m}$  comme évoqué précédemment. L'utilisation d'un modèle stochastique pour la collision-coalescence permettrait de comparer les temps de formation du second mode mais ceci constitue une perspective à ce travail.

Durant la phase 3, les modes de gouttelettes s'affaissent et celui d'aérosols hydratés croît brièvement, ce qui marque le début de l'évaporation.

Durant la phase 4, il ne reste plus qu'un mode de gouttelettes et celui-ci s'effondre en même temps que celui des aérosols hydratés. On observe, comme pour F9, que les plus petites gouttelettes s'évaporent plus rapidement que les grosses.

Contrairement aux observations de Wendisch et al. (1998), le second mode de gouttelettes se forme en même temps que le premier mode. C'est ce que Frank et al. (1998) observent également, ils supposent alors qu'il correspond à des particules d'aérosols supermicroniques non activées. Toutefois, nous ne disposons pas de mesure de distribution de particules d'aérosols sèches supermicroniques pour confirmer cette hypothèse. Cependant ceci permettrait d'expliquer pourquoi tous les brouillards n'ont pas deux modes.

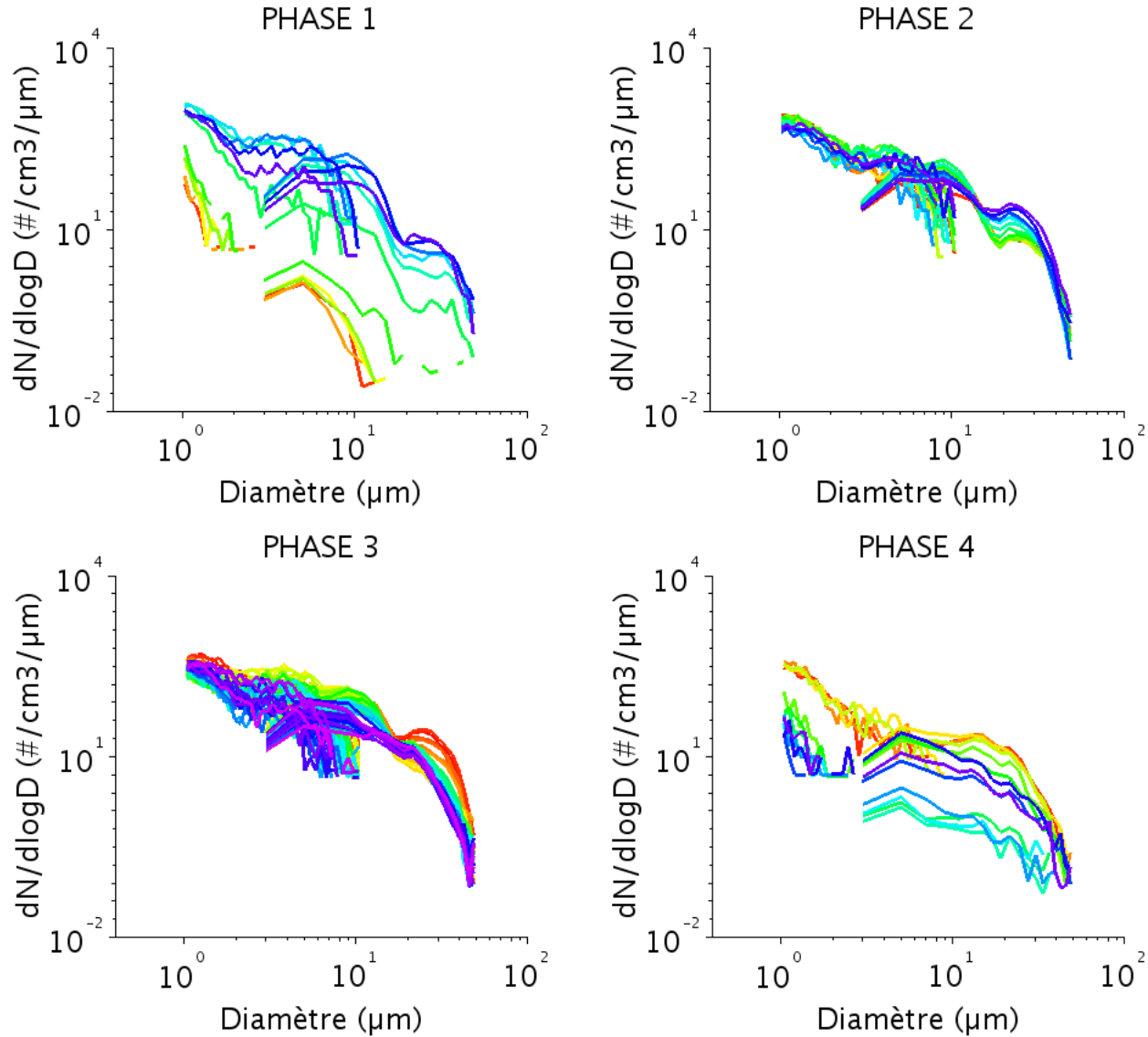


FIGURE 3.30 – Distributions granulométriques d'aérosols hydratés et de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ )  $[1-50] \mu\text{m}$  par phases pour F32 (22/11/12). Les phases 1 et 4 sont élargies de 30min pour lesquelles ( $\text{Visi} > 1000\text{m}$ ) afin de mieux observer leur formation et dissipation. Les couleurs symbolisent l'évolution temporelle : elles vont du rouge, à l'orange, au jaune, au vert, au bleu et finalement au violet. On aperçoit clairement l'évolution de ce gradient de couleur durant la phase 1.

L'analyse de ces deux épisodes de brouillard montre que :

- Les gouttelettes et les aérosols hydratés ont des évolutions distinctes durant le brouillard. Ce résultat est important car il montre que la sursaturation est non nulle dans le brouillard et qu'il est nécessaire de distinguer ces deux espèces.
- Les caractéristiques des distributions d'aérosols hydratés semblent évoluer suivant la sursaturation ambiante dans le brouillard, et pourraient ainsi être des traceurs de sursaturation.
- Les caractéristiques des distributions de gouttelettes sont globalement déterminées durant la phase 1, pendant laquelle la plus forte activation a lieu. Les distributions de gouttelettes évoluent peu durant les phases 2 et 3 en diamètre mais évoluent en concentration. Ceci peut être attribué, d'une part aux faibles sursaturations ambiantes dans le brouillard et d'autre part, à l'action de la sédimentation sur la sursaturation ou à la sédimentation de plus fortes concentrations de gouttelettes

formées au sommet du brouillard.

Si deux modes de gouttelettes sont présents, durant la phase 2, les distributions de gouttelettes croissent légèrement par condensation et/ou par « cannibalisation » ou coalescence. Dans les deux cas, l'évaporation débute durant la phase 3, mais elle est beaucoup plus rapide durant la phase 4.

La différence entre l'évolution du brouillard à 1 mode de gouttelette F9 et le brouillard à deux modes de gouttelettes F32 porte donc principalement sur la phase 2 pour laquelle le processus de collision-coalescence ou celui de « cannibalisation » semble très marqué.

Cette étude granulométrique a également permis de montrer que bien qu'il n'y ait aucune raison pour que les diamètres d'activation soient constants tout au long du cycle de vie du brouillard, le mode principal de gouttelettes évolue peu en diamètre et qu'il en est de même pour l'affaîssement. On peut donc considérer que le diamètre d'activation est stable. Notons tout de même que l'appréciation du diamètre critique par l'affaîssement serait imprécise et perturbée par les largeurs de classes du FM-100.

L'étude de ces deux cas de brouillard F9 (16/11/11) et F32 (22/11/12) a montré que leur évolution suit 4 phases. La première phase correspond à la formation du brouillard pendant laquelle la microstructure du brouillard est déterminée. La deuxième phase correspond au développement du brouillard, on y observe une action simultanée des processus de condensation et d'activation. Pour F32, qui a deux modes de gouttelettes, on observe que le deuxième mode grossit aux dépens du premier, ce qui suggère l'existence d'un phénomène de collision-coalescence ou de celui de « cannibalisation » durant cette phase. La troisième phase, correspond à une lente évaporation et la dernière phase à une évaporation complète du brouillard.

### 3.7 Impact de la microphysique des brouillards sur leur durée de vie

L'objectif central de cette étude est de qualifier l'impact de la microphysique des brouillards sur leur cycle de vie et en particulier sur leur durée de vie. Pour cela, une étude du cycle de vie du brouillard a été effectuée et les processus dominants gouvernant le cycle de vie du brouillard ont été étudiés. Le rôle fort de l'évaporation durant les deux dernières phases du cycle de vie du brouillard suggère un impact important des processus radiatifs pour la dissipation.

Une étude sur la dissipation des brouillards nécessite en premier lieu de connaître la cause de leur dissipation. Au premier ordre, on discrimine les brouillards selon que leur dissipation se produit avant ou après le lever du soleil. On note alors brouillard diurne les brouillards s'étant formés avant le lever du soleil et se dissipant après. On note « autre », les brouillards s'étant formés après le lever du soleil et se dissipant avant le lever du soleil du jour suivant. Parmi les 110 occurrences de brouillard relevées (42 étudiées), 50 (24) sont des brouillards diurnes. Pour 4 (2) d'entre eux, le vent pourrait avoir joué un rôle sur la dissipation et pour 7 (2) d'entre eux, on constate la présence de nuages hauts. Enfin, parmi ces 50 (24), 26 (15) évoluent en stratus (les informations sont manquantes pour 7 (0) d'entre eux). Parmi les 60 (18) « autres », pour 5(0) d'entre eux le vent pourrait être la cause de leur dissipation et pour 18 (7), on constate la présence de nuages hauts. Parmi ces 60 (24), 17 (6) évoluent en stratus (les informations sont manquantes pour 17 (0) d'entre eux).

La figure 3.31 représente la durée de vie des brouillards en fonction des quartiles des distributions de  $N_d$ , LWC et  $D_{eff}$  pour les 42 épisodes. Les brouillards diurnes sont en orange et les « autres » en noir. De manière globale on n'observe pas de corrélation entre durée de vie et grandeurs microphysiques. Cependant, si on ne considère que les brouillards diurnes, une tendance apparaît : plus la

concentration de gouttelettes est importante et plus la durée de vie des brouillards est longue. Si on ne considère que les brouillards « autres », la tendance porte sur le LWC ; plus il est important, plus la durée de vie des brouillards est longue. Les brouillards diurnes ont une durée de vie plus longue que les « autres ». Pour les diurnes, la durée de vie médiane est de 06h25 (04h20 et 09h40 pour les percentiles 25 et 75) et pour les autres, elle est de 02h35 (01h50 et 04h45 pour les percentiles 25 et 75). On remarque que la durée de vie d'un brouillard atteint presque 24h, il s'agit d'un brouillard donc la visibilité augmente après le lever du soleil et qui diminue de nouveau à partir de 1400 UTC lorsque les basses couches se refroidissent.

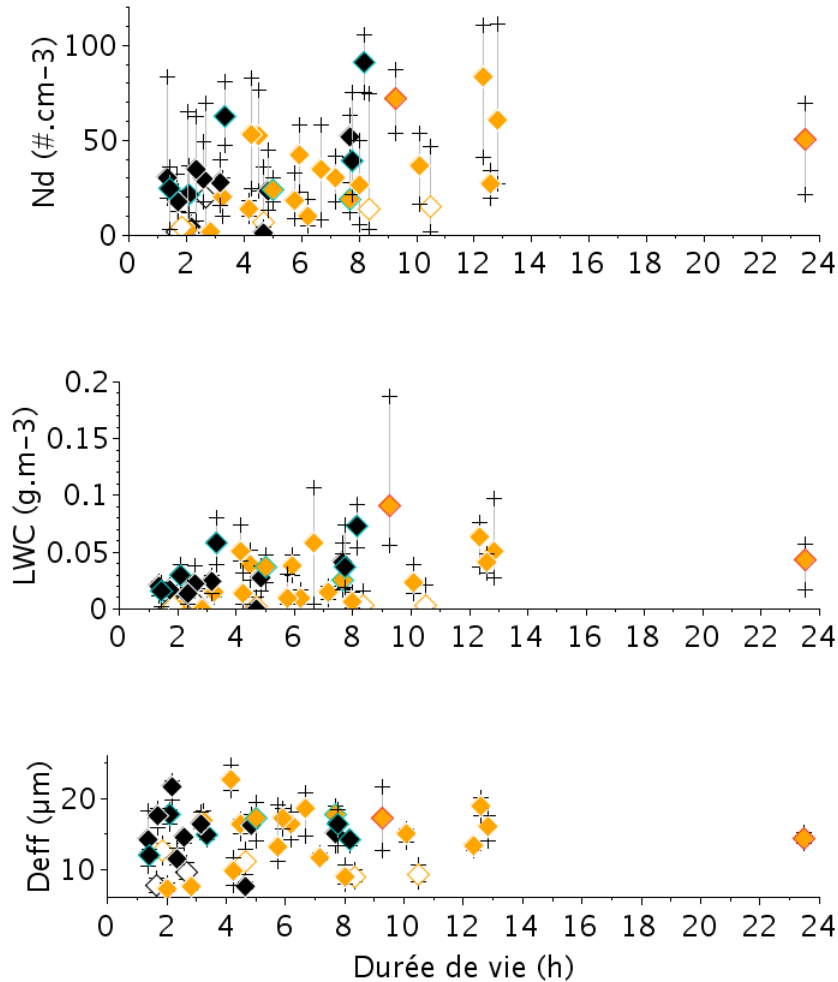


FIGURE 3.31 – Durée de vie des épisodes en fonction des quartiles de  $N_d$ , LWC et  $D_{eff}$  ( $cm^{-3}$ ) par épisode (1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> quartiles, représentés par des croix et 2<sup>ème</sup> quartile par un losange). Les brouillards diurnes sont en orange et les « autres » en noir. Le contour est bleu (marron) pour les brouillards avec présence de nuages haut (vent fort ou tournant). Les losanges vides représentent les nappes de brouillard. L'échantillon total contient 42 épisodes.

Sur la figure 3.32, la durée de vie des brouillards diurnes est comparée en regard de  $N_d$  mais pour des contenus en eau liquide similaires. La durée de vie des brouillards « autres » est comparée en regard de LWC et pour des  $D_{eff}$  similaires. A contenu en eau liquide similaire, on note un impact modéré de la concentration de gouttelettes sur la durée de vie des brouillard diurnes.

Et, à  $D_{\text{eff}}$  similaire on note un léger impact du LWC pour les brouillards « autres ». Seulement 5 sur 18 brouillards « autres » s'élèvent en stratus. Pour les brouillards diurnes, les brouillards ne se dissipant pas en stratus (9 sur 24) sont majoritairement des brouillards au LWC faible. On remarque que pour ces brouillards (rond sur la figure 3.33(a)) la corrélation est bonne (sauf pour un cas) entre durée de vie et concentration de gouttelettes.

La figure 3.33 compare la durée de vie des brouillards diurnes et « autres » selon leur type (STL ou RAD), de légères tendances apparaissent qui suggèrent des impacts différents de  $N_d$  et LWC selon le type de brouillard.

Aucune corrélation n'apparaît entre la durée des phases et la microphysique. Nos données étant proches du sol (à 2.5m), la surface (par son contenu en eau dû au dépôt de rosée et à la sédimentation qui ralentissent le chauffage en s'évaporant (Degeffe et al., 2014)) peut avoir un rôle important sur la durée de vie des phases 2, 3 et 4. La hauteur du brouillard doit également fortement influencer la durée des phases 3 et 4 et par conséquent la dissipation.

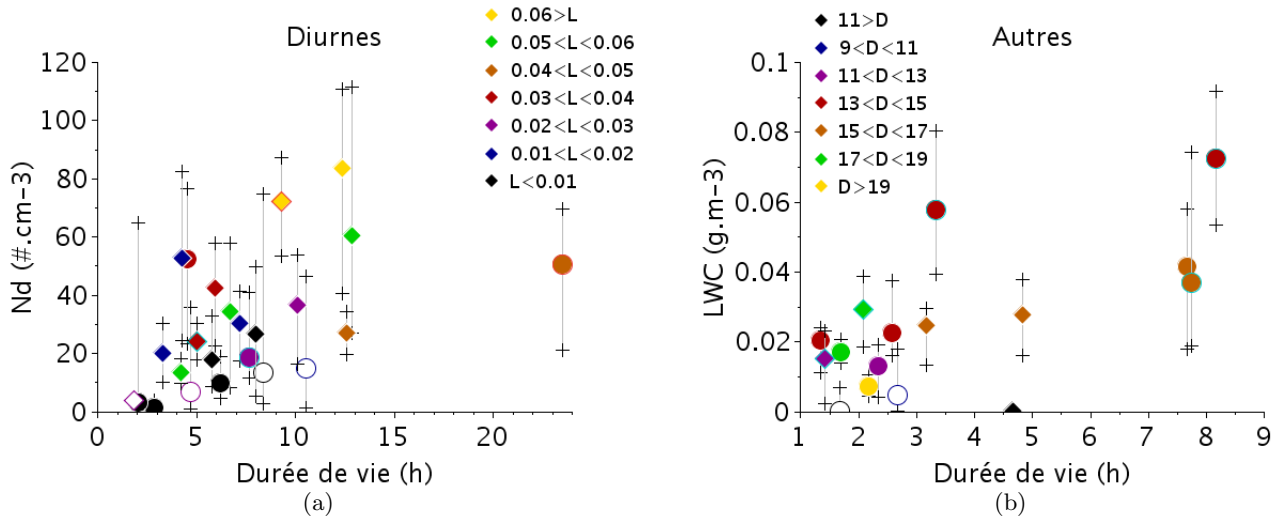


FIGURE 3.32 – (a) Durée de vie des brouillards « diurnes » en fonction des quartiles de  $N_d$ , les couleurs indiquent le contenu en eau liquide ( $L$  ( $\text{g} \cdot \text{m}^{-3}$ )). (b) Durée de vie des brouillards « autres » en fonction des quartiles du LWC, les couleurs indiquent le diamètre effectif ( $D$  ( $\mu\text{m}$ )). Les losanges représentent les brouillards qui se dissipent en stratus et les ronds ceux qui se dissipent entièrement. Les symboles vides représentent les nappes de brouillards.

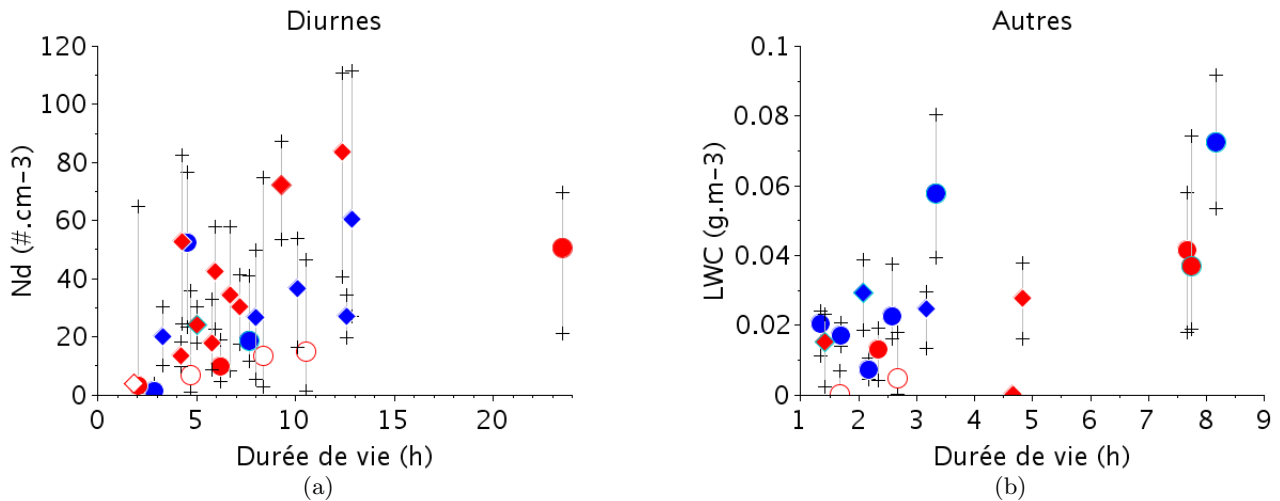


FIGURE 3.33 – (a) Durée de vie des brouillards « diurnes » en fonction des quartiles de  $N_d$ . (b) Durée de vie des brouillards « autres » en fonction des quartiles de LWC. Pour les RAD (rouge) et les STL (bleu). Les losanges représentent les brouillards qui se dissipent en stratus et les ronds ceux qui se dissipent entièrement. Les symboles vides représentent les nappes de brouillards.

Des tendances globales sont observées entre microphysique et durée de vie des brouillards. Il a été montré que les processus d'évaporation et dé-activation sont majoritaires pour la dissipation du brouillard, ce qui suggère des liens forts avec les processus radiatifs. Cette hypothèse est soutenue par le fait que pour les brouillards se formant avant le lever du soleil et se dissipant après, la concentration de gouttelettes semble influencer leur durée de vie, à contenu en eau liquide similaire. Cependant, nous ne faisons pas de lien entre microphysique et durée du brouillard entre le lever du soleil et sa dissipation.

Pour les autres brouillards, à la durée de vie plus courte, c'est le contenu en eau liquide et le diamètre des gouttelettes qui semblent influencer leur durée de vie, ce qui est concordant avec une action de sédimentation. Toutefois, le fait qu'ils se dissipent avant le lever du soleil et donc sans action du rayonnement solaire, rend très probable l'action de processus de grandes échelles.

### 3.8 Impact du processus d'activation sur la microphysique des brouillards

Dans la précédente partie, une étude approfondie de la microphysique des brouillards a été menée. Les gouttelettes ont une évolution spécifique, dissociée de celle des aérosols hydratés. Leurs distributions semblent avoir une influence marquée sur les processus microphysiques à l'œuvre dans le brouillard. En effet, plus le diamètre effectif des gouttelettes est important et plus l'augmentation de la concentration de gouttelettes est faible par rapport à l'augmentation du contenu en eau liquide. Les distributions de gouttelettes semblent également influencer la durée de vie des brouillards.

Documenter l'évolution des distributions de gouttelettes ainsi que leur rôle sur le cycle de vie des brouillards a constitué une première étape. La seconde étape repose sur la compréhension des facteurs caractérisant ces distributions de gouttelettes à leur formation, pour in fine, pouvoir les prévoir. Il s'agit d'évaluer le rôle des particules d'aérosols sur la variabilité des propriétés microphysiques observées. Cette étude est l'objet de l'article « Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics » reproduit ci-après. Nous présentons avant un résumé des principaux résultats.



### 3.8.1 Résumé

L'activation à la formation du brouillard a été étudiée à travers l'étude de 23 épisodes de brouillard. Les concentrations d'aérosols avant la formation des brouillards ainsi que les concentrations et distributions de gouttelettes durant le brouillard sont très variables. L'objectif de cette étude est d'évaluer l'impact qu'ont les particules d'aérosols sur la microphysique des brouillards. Les mesures du WELAS et du FM-100 ont été associées pour dériver les distributions dimensionnelles de particules à humidité ambiante. Les données du CCNC combinées à celles du SMPS ont été extrapolées pour estimer le paramètre d'hygroscopicité  $\kappa$ . Les valeurs de  $\kappa$  résultantes sont de  $0.17 \pm 0.05$ , ces valeurs sont typiques des masses d'air continentales et relativement similaires pour les 23 épisodes. Une méthode faisant l'hypothèse d'une fermeture entre les mesures de distribution dimensionnelle de particules d'aérosols et de gouttelettes à la formation du brouillard, à travers la théorie de  $\kappa$ -Köhler, a été développée. Elle a permis de déterminer les paramètres caractéristiques de l'activation que sont la concentration de particules d'aérosols activées, la sursaturation critique ainsi que les diamètres d'activation sec et humide pour chacun des épisodes. La comparaison avec les résultats de la littérature a validé les résultats obtenus par cette méthode.

Les valeurs de sursaturation déterminées sont très faibles (0.043% en valeur médiane) ainsi que les valeurs de concentrations de particules d'aérosols activés associés ( $53.5 \text{ cm}^{-3}$  en valeur médiane et  $111 \text{ cm}^{-3}$  pour le 75<sup>e</sup> percentile). Par conséquent les valeurs des diamètres d'activation sec et humide sont importants. La valeur médiane du diamètre d'activation humide est de  $3.78 \text{ }\mu\text{m}$ . Ce résultat montre que l'utilisation d'un seul instrument de mesure, comme le FM-100 dont la gamme de diamètres de mesure est  $[2-50] \text{ }\mu\text{m}$ , peut fausser les mesures de concentrations de gouttelettes si le diamètre d'activation humide n'est pas connu.

Malgré une grande variabilité sur la concentration d'aérosols avant la formation du brouillard (un facteur 10), aucune tendance n'est observée entre concentration de gouttelettes à la formation du brouillard et concentration d'aérosols activables (dont le diamètre est supérieure au plus petit diamètre d'activation sec mesuré qui est de  $200 \text{ nm}$ ) avant la formation du brouillard. Pourtant une forte corrélation est observée entre concentration d'aérosols activés à 0.1% de sursaturation et concentration d'aérosols activables. Les valeurs de sursaturation atteintes doivent donc être trop faibles pour observer une augmentation simultanée de la concentration de particule d'aérosols activables et de la concentration de particules d'aérosols activés, comme c'est généralement le cas dans les nuages de couche limite de type stratocumulus. Cependant l'analyse effectuée suggère que les fortes concentrations d'aérosols limitent les fortes valeurs de sursaturation critique. C'est la valeur de la sursaturation critique qui impacte le plus fortement la concentration de particules d'aérosols activées. La concentration d'aérosols activables avant la formation du brouillard est de seconde importance et l'hygroscopicité des aérosols de troisième importance. Cela montre qu'il est indispensable de bien estimer la sursaturation dans les modèles numériques pour déterminer des concentrations en gouttelettes correctes. Toutefois, nous n'avons pas d'instruments pour caractériser les plus grosses particules d'aérosols (supérieures à  $500 \text{ nm}$  en diamètre) qui sont susceptibles de faire diminuer la sursaturation par croissance hygroscopique.

Enfin, à la formation du brouillard, une anti-corrélation est observée entre la concentrations de gouttelettes et leur diamètre médian, sauf pour les faibles contenus en eau liquide. Le processus d'activation impacte donc la microstructure du brouillard à sa formation. En outre, on observe une plus grande diminution de la concentration de gouttelettes au cours du cycle de vie pour les brouillards radiatifs que pour les brouillards issus d'un affaîssement de stratus. Ceci suggère des processus microphysiques différents entre ces deux types de brouillards.

### 3.8.2 Article : Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics

Soumis à « Atmospheric Chemistry and Physics »

# Experimental study of the aerosol impact on fog microphysics.

M. Mazoyer<sup>1</sup>, F. Burnet<sup>1</sup>, G. C. Roberts<sup>1</sup>, M. Haeffelin<sup>2</sup>, J.-C. Dupont<sup>2</sup>, and T. Elias<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Meteo-France/CNRS - CNRM/GAME, Toulouse, France

<sup>2</sup>Institut Pierre Simon Laplace/UVSQ, Palaiseau, France

<sup>3</sup>HYGEOS, Lille, France

*Correspondence to:* M. Mazoyer (marie.mazoyer@meteo.fr)

## Abstract.

Comprehensive field campaigns dedicated to fog life cycle observation were conducted during winters of 2010-2013 at the SIRTA observatory in the Paris suburb area. In situ microphysical measurements collected during 23 fog events are examined here to document their properties. They reveal large variability of both aerosol background before the fog onset and number concentration and size of fog droplets among the different cases. The objective of this paper is to evaluate the impact of the aerosol particles on the fog microphysics.

To derive accurate estimation of the actual activated fog droplet number concentration  $N_{act}$ , we determine the hygroscopicity parameter  $\kappa$ , the dry and the wet critical diameter and the critical supersaturation for each case by using an iterative procedure based on the  $\kappa$ -Köhler theory that combines cloud condensation nuclei (CCN), dry particle and droplet size distribution measurements. Resulting values of  $\kappa = 0.17 \pm 0.05$  were found typical of continental aerosols. Our study reveals low values of the derived critical supersaturation with median of 0.043 % and large values of both the wet and the dry activation diameters. Consequently the corresponding  $N_{act}$  values are low with a median concentration of  $53.5 \text{ cm}^{-3}$  and  $111 \text{ cm}^{-3}$  within the percentile 75th.

No detectable trend between concentration of aerosol particles with diameter  $> 200 \text{ nm}$  and  $N_{act}$  was observed. In contrast the CCN data at 0.1 % supersaturation exhibits a strong correlation with these aerosol concentrations. We therefore conclude that the actual supersaturations reached in these fogs are too low to observe a simultaneous increase of aerosols  $> 200 \text{ nm}$  and droplet concentrations. Moreover our analysis suggests that an high aerosol loading limits the supersaturations values. It is also found that the activated fraction mainly depends on the aerosol size while the hygroscopicity appears to be of a secondary importance.

Despite radiative fogs are associated with higher aerosol loading compared to stratus lowering events, our analysis reveals that the activated particle concentrations at the beginning of the event are similar for both fog types. Evolution of the droplet concentration during the fog life cycle in contrast indicates significant differences between both types of fog.

## 1 Introduction

By the visibility reduction they create, fog events strongly perturb aviation, marine and land transportation, and Gultepe et al. (2009) pointed out the extremely high level of human losses and financial cost related to fog and low visibility events. But

present numerical weather prediction models are usually unable to predict the exact location and time evolution of the life cycle of a fog layer (Zhou and Ferrier, 2008; Van der Velde et al., 2010; Bergot, 2013).

Indeed the occurrence and development of fogs result from the nonlinear interaction of competing radiative, thermodynamic, microphysical and dynamical processes (see the review of Gultepe et al. (2007b)). To better understand relationships between such processes field campaigns are carried out at the Instrumented Site for Atmospheric Remote Sensing Research (SIRTA) in the Paris suburb area (Haeffelin et al., 2010). From October 2010 to March 2013 a suite of active and passive remote sensing and in situ sensors were deployed to provide state of art observations of wintertime fog events. Dupont et al. (2015) analysed 117 fog events induced by radiative cooling (53 events) and stratus lowering (64 events) to provide typical values of thermodynamical and radiative variables for the fog formation, mature and dissipation phases, and the range of values that critical parameter have to take for fog and quasi-fog formation.

A strength of the deployed instrumental set up was the in situ measurements of particle size distribution. Burnet et al. (2012) have shown that fogs sampled at SIRTA exhibit a large variability of their microphysics properties in term of droplet number concentration and effective diameter. Elias et al. (2015) investigated the data collected during Nov 2011 to evaluate the contribution of hydrated aerosols to the extinction of visible radiation in the mist-fog-mist cycle. Hammer et al. (2014) focused on the activation properties of 17 developed fog events observed during the winter 2012/2013 by measuring total and interstitial dry particle behind two different inlet systems. Stolaki et al. (2015) analysed the sensitivity of fog to aerosols through their impacts on the fog droplets. Their numerical sensitivity study shows that fog characteristics are strongly influenced by the aerosols.

Here we examined in situ microphysical measurements collected during the 3 years wintertime campaigns to investigate the impact of aerosols on the fog microphysics.

Water droplets are formed by heterogeneous nucleation of aerosol particles when the relative humidity (RH) exceeds 100 % and the Köhler theory (Köhler, 1936) forms the basis of our understanding of cloud droplet formation. The ability of aerosol particles to act as CCN (Cloud Condensation Nuclei) is a strong function of their size, composition and phase state and the number size distribution of the droplets activated during the cloud or fog formation phase depends on the supersaturations values reached by the air mass (Pruppacher et al., 1998). Those particles having a critical supersaturation below the maximum value are activated and will then further grow by water vapour diffusion as long as the RH remains high enough while the others remain at their equilibrium diameter.

In cloud physics as a general trend for a given cloud type more aerosol particles will lead to more droplets (Ramanathan et al., 2001). In fogs Hudson (1980) found systematic differences in fog microstructure between fogs formed in maritime, continental and urban air masses with fog condensation nuclei and drops concentrations increasing, respectively. On the other hand numerical study of (Bott, 1991) shows that an increase of the aerosol particles will lead to a decrease of the supersaturation that in turn will decrease the activated droplet number. But recent numerical simulations exhibit a strong positive correlation between aerosol and droplet concentrations (Zhang et al., 2014; Stolaki et al., 2015).

Moreover because of the weak supersaturation inside the fog layers (Hudson, 1980; Pandis et al., 1990; Svenningsson et al., 1992; Hammer et al., 2014) the separation between activated fog droplets and non activated particles so-called hydrated aerosols is not straightforward (Frank et al., 1998). However numerical weather predictions models only consider activated droplets for microphysics. In addition a two-moment microphysical cloud scheme have been recently developed for low saturation clouds (Thouren et al., 2012) and needs to be tested against observations. To validate numerical model it is thus essential to evaluate precisely the total droplet number concentration.

The objective of this study is thus to derive typical fog droplet concentrations in semi-urban condition to investigate the impact of the aerosols on the fog microphysics. To derive accurate estimations we determine the hygroscopicity parameter, the dry and wet critical diameters, and the critical supersaturation by using an iterative procedure based on the  $\kappa$ -Köhler theory that combines CCN measurements, dry particle size distribution and composite wet particle distribution at ambient humidity. Data and the method are described in Sect. 2. and 3., respectively. Results are presented in Sect. 4 with first the statistics of fog activation properties of the 23 fog events analysed in this study. The link between aerosol particles and fog droplets are examined in Sect. 4.2, and the impact of CCN concentration on fog microstructure is discussed in Sect. 4.3. The conclusions are finally given in Sect. 5.

## 2 The dataset

### 2.1 Instrumentation

Data presented here were collected at the SIRTa observatory in the framework of the ParisFog field campaigns (Haeffelin et al., 2010). During the winters 2010 to 2013, specific instrumentation were deployed for the PreViBOSS project (Elias et al., 2012) to provide continuous observation of aerosol and fog microphysics. The experimental set-up has been already presented in Burnet et al. (2012); Hammer et al. (2014); Elias et al. (2015); Dupont et al. (2015). The instruments used in this study are listed in Table 1.

Particle size distribution at ambient humidity is derived by the combination of two optical spectrometers: the WELAS-2000 (Palas GmbH, Karlsruhe, Germany) and the FM-100 (Droplet Measurement Technologies Inc., Boulder, CO, U.S.A.). The WELAS-2000 (hereafter referred as WELAS) provides particle size spectrum between 0.4 and 40  $\mu\text{m}$  in diameter. However the detection efficiency decreases dramatically below 1  $\mu\text{m}$  (Heim et al., 2008; Elias et al., 2015) resulting in a strong under-estimation of the concentration of the submicronic particles. Hammer et al. (2014) choose to consider only data with diameter larger than 1.4  $\mu\text{m}$ . Statistics over the whole data set reveals that the most frequent mode diameter of the WELAS size distribution is 0.96  $\mu\text{m}$ . Thus we choose to use this value as the lowest threshold and only measurements for bin diameter larger than 0.96  $\mu\text{m}$  will be considered in this study. Note that the activated diameter in fog is expected to be larger than 1  $\mu\text{m}$ , thus this instrumental bias will not affect the results presented here. The sampling time period was fixed to 5 minutes as a compromise between time resolution and statistical significance of the measurements. Indeed this corresponds to a volume of air sampled of 6.40  $\text{cm}^{-3}$  per sample.

The FM-100 provides 1 Hz droplet size distribution from 2 to 50  $\mu\text{m}$  in diameter. Thus there is a large overlapping range with the WELAS measurements. However these distributions cross each other at a diameter which fluctuates between 5 to 9  $\mu\text{m}$  and comparisons reveal high discrepancy between both these probes with large underestimation by the FM-100 for particle less than about 5  $\mu\text{m}$  and on the opposite large underestimation by the WELAS for droplets larger than 10  $\mu\text{m}$  (Burnet et al., 2012; Elias et al., 2015). This is illustrated on Fig. 1 that shows the size distributions measured by the WELAS (black) and FM-100 (cyan) for two fog cases with contrasting properties. Figure 2 shows comparisons of the particle number concentration values of the FM-100 vs the integrated WELAS measurement over the same diameter range, for the four first bins of the FM-100. The default manufacturer's first four bins of the FM-100 are [2-4], [4-6], [6-8] and [8-10]  $\mu\text{m}$  which correspond to 9, 7, 4 and 3 class bins of the WELAS, respectively. Data points are 5 min average that represents 2851 samples for the whole data set. Figure 2 confirms that the FM-100 strongly underestimates the particle counts in the first size bin and that the WELAS underestimates the concentration of particles larger than 8  $\mu\text{m}$ . The agreement is highly variable from 4 to 8  $\mu\text{m}$  reflecting large fluctuations of the crossing diameter over this range. To derive a composite size distribution Elias et al. (2015) choose a constant value of 7  $\mu\text{m}$ . To take into account such variability we compute here the composite size distribution by using WELAS data up to 6  $\mu\text{m}$ , FM-100 data above 8  $\mu\text{m}$  and the average of both from 6 to 8  $\mu\text{m}$ . Results are illustrated on Fig. 1 with red segments corresponding to the junction between WELAS and FM-100 distribution. This procedure allows us to take advantage of the finer resolution of the WELAS for the smaller particles and also to reduce uncertainties of the FM-100 due to Mie ambiguities as described by Spiegel et al. (2012) since our FM-100 was using the default manufacturer's bin threshold. Indeed droplet concentration in some size classes can be overestimated or underestimated, a few droplets from adjacent classes can be included or few droplets can be counted in an adjacent class (Gonser et al., 2012).

Both these instruments are located on a scaffolding at about 2.5 m above the ground, close to a PVM-100 from Gerber Scientific Inc. used as a reference for the LWC measurements. Measurements of visibility and its vertical evolution are given by two Degreanne diffusometers (DF20+ and DF320) located at 4 m and 18 m above the ground, respectively.

Aerosol particles measurements are performed by instruments located in a shelter. The sampled air mass enters through an aerodynamic size discriminator PM 2.5 inlet and a dryer which reduces relative humidity to less than 50 %. A scanning mobility particle sizer (SMPS) provides the dry aerosol particle number size spectrum, it consists of a differential mobility analyzer (DMA; TSI 3071) which selects particles from 10.6 to 496 nm and a condensation particle counter (TSI CPC 3022). Another CPC (TSI 3025) measures total particle number concentration from 2.5 nm to 2.5  $\mu\text{m}$ . Finally a continuous flow streamwise thermal gradient CCN chamber (Roberts and Nenes, 2005) is used to measure the CCN number concentration at 5 different supersaturations from 0.1 % to 0.5 %, by step of 0.1 %.

30

## 2.2 Selected fog cases and aerosol properties

During the three wintertime campaigns of 2010-2013, Dupont et al. (2015) report the occurrence of 117 fog events. However due to instrument failures and technical difficulties to operate the complete instrumental set up on a 24/7 mode, 42 events were sampled simultaneously with both the WELAS and the FM-100, and only a subset of 23 cases were also sampled with both the

CCNC and the SMPS. They are listed in the Table 2 with their classification type, RAD for radiative cooling fog and STL for stratus lowering ones as determined by the scheme of Tardif (2007), and their vertical development based on the comparison of the two difusometers : a developed fog produces low visibility condition simultaneously at 4 m and 18 m while a thin fog produces low visibility condition at 4 m only (Elias et al., 2009), Dupont et al. (2015). Fogs at SIRTa are mainly RAD and STL with the same proportion of about 40 % (Haeffelin et al., 2010; Dupont et al., 2015). Of the 23 fog events analysed here, 13 are radiation fog and 10 stratus lowering fog, 19 are developed and 4 thin.

To characterize the aerosol background prior to a fog event, statistics of the total number aerosol particle concentration,  $Na$ , as measured by the SMPS are computed over the last hour before the beginning of the fog event. Median, 25th and 75th percentiles are reported in Table 2.  $Na$  values range from  $\approx 2000 \text{ cm}^{-3}$  to  $\approx 20000 \text{ cm}^{-3}$ . Consistently with (Haeffelin et al 2010) the smallest values are observed in westerly flow conditions while highest values are associated rather with Easterly flows when the SIRTa is exposed to continental conditions. Indeed the SIRTa is located at 25 km south-west of Paris in a semi-urban environment, composed of agricultural fields, wooded areas, housing and industrial developments (Haeffelin et al., 2005) and is exposed to air mass charged with pollution originating from regional background according to Crippa et al. (2013).

These various conditions are reflected on the statistics that reveal a large case to case variability. This is illustrated on Fig. 3 that shows the scatter-plot of the droplet number concentration derived by the FM-100,  $N_{FM}$ , (table 2) as function of  $Na$  for the 23 fog events. Symbols depend on the fog type : blue and red color for STL and RAD fogs, respectively, and open and solid symbols for thin and developed fogs, respectively. For STL fogs  $Na$  ranges from 2000 to 11000  $\text{cm}^{-3}$  with a median value of 4340  $\text{cm}^{-3}$  and 25th and 75th percentiles of 2833 and 6942  $\text{cm}^{-3}$ , respectively, while for RAD cases  $Na$  are spread over a larger range from 3000 to 20000  $\text{cm}^{-3}$  with a median value of 8822  $\text{cm}^{-3}$  and 25th and 75th percentiles of 5719 and 13094, respectively. Thus over these three year campaigns it appears that at SIRTa STL fogs are associated with lower aerosols loading than RAD ones as already reported by Elias et al. (2015) for the November 2011 month.

They is also a significant difference between STL and RAD fogs with respect to  $N_{FM}$ . Despite the maximum value is reached for an STL fog (147  $\text{cm}^{-3}$  for the case f7)  $N_{FM}$  for STL fogs are generally lower with median values of 38 and 83  $\text{cm}^{-3}$  and 25th-75th percentiles of 31-63 and 53-118  $\text{cm}^{-3}$ , for STL and RAD, respectively. Moreover for RAD fogs, thin cases exhibit higher values of  $N_{FM}$  with median and 25th-75th percentiles of 97 and 73-131  $\text{cm}^{-3}$  compared to 64 and 49-81  $\text{cm}^{-3}$  for the developed fogs. Therefore it appears that radiative fogs are also associated with higher droplet concentrations over the range [2-50]  $\mu\text{m}$  as measured by the FM-100. One can note that these values are rather low for continental conditions.

As a general trend on Fig. 3 there is a slight increase of the number of droplets as the aerosol loading increases but the scatter is very large. For instance for a droplet concentration of 60  $\text{cm}^{-3}$ , a value close to the median value of all the cases, aerosol background values are low as 3500 and as large as 20000  $\text{cm}^{-3}$  are observed.

In cloud physics the connection between an increase of the aerosol particles and an increase of the cloud droplet number concentration (CDNC) has been supported by many in situ observations (Twohy et al., 2005; Lu et al., 2007; Levin and Brenguier, 2009) and even if the discrepancy is large in the compilation of the diverse results (Ramanathan et al., 2001) the

general trend is much more pronounced to what is presently observed in Fig. 3. However CDNC is derived here from the FM-100 measurements only. In warm cloud the supersaturation at cloud base is high enough to activate the droplets that will further grow by water vapour condensation during the ascent of the air parcel. The spectrum then gets narrower because the grow rate of a droplet is inversely proportional to its size, while the remaining interstitial particles keep their own equilibrium diameter at 100 % relative humidity. Higher in the cloud the spectrum is broadened by different processes such as turbulent mixing and collision-coalescence and new CCNs can also be activated. Then droplet spectra are highly variable in space and time but as a general trend the activated droplet population is clearly separated from the interstitial non-activated particles. See for example measurements in stratocumulus cloud reported in Martin et al. (1994); Brenguier et al. (2011); Ditas et al. (2012). Then measurements by optical counters such as FSSP or CDP over the range [about 2-50  $\mu\text{m}$ ] are considered to provide an accurate estimation of the droplet size distribution.

In contrast supersaturation in fogs is much lower and as already pointed out by Hudson (1980) in continental air the droplet number size distribution does not exhibit a clear separation. This is clearly illustrated on Fig. 1. To derive an accurate estimate of the CDNC it is thus essential to determine carefully the wet activation diameter in order to integrate the composite size distribution derived from both WELAS and FM-100 measurements. The method used to discriminate the droplets from the hydrated aerosol particles by using the kappa-Köhler theory is described in the next section.

### 3 Methods

There are different methods to separate fog droplets from non-activated aerosol particles. A fixed value can be used as a rough estimate as done in previous studies by Noone et al. (1992); Hoag et al. (1999); Elias et al. (2009) among others, with thresholds ranging from 2.5 to 5  $\mu\text{m}$ . To take into account case to case variability Elias et al. (2015) used the WELAS measurements. The volume size distribution is fitted with two log-normal distributions and the transition diameter is defined as the intersection between them.

Hammer et al. (2014) investigate activation properties by measuring total and interstitial dry particle number size distribution behind two different inlet systems, and with WELAS and CCN measurements. They compare two methods one by fitting surface distributions of SMPS+WELAS measurements similar to Elias et al (2014) and one by retrieving the dry activation diameter from the difference between interstitial and total particle size distribution measurements.

Here we use a different approach based on an iterative procedure that combines dry particle distribution from SMPS and composite wet particle size distribution derived from both WELAS and FM-100 measurements. The CCN measurements are also used to derive the hygroscopicity parameter ( $\kappa$ ) needed to link dry and wet activation diameter ( $D_d$  and  $D_w$ ) with critical supersaturation peak ( $SS_{peak}$ ) by using  $\kappa$ -Köhler theory.

#### 3.1 Kappa-Köhler theory

The Köhler theory (Köhler, 1936) express the equilibrium saturation vapor pressure over a solution droplet considering the solute effect (Raoult) and water surface tension effect (Kelvin), it needs accurate information about particle dry diameter and



chemistry to determine if it can act as a CCN. Recently Petters and Kreidenweis (2007) developed a method, named  $\kappa$ -Köhler, to describe the relationship between particle dry diameter and CCN using a single hygroscopic parameter,  $\kappa$ . This method allows to study activation process without considering aerosols complex chemistry (McFiggans et al., 2006). Formulation of the method is expressed in Eq.(1):

$$S(D) = \frac{D^3 - D_d^3}{D^3 - D_d^3(1 - \kappa)} \exp\left(\frac{4\sigma_{s/a}M_w}{RT\rho_w D}\right) \quad (1)$$

where  $S$  is the saturation ratio over a solution droplet,  $D$  is the droplet diameter,  $D_d$  is the dry droplet diameter,  $\rho_w$  is the density of water,  $M_w$  is the molar mass of water,  $\sigma_{s/a}$  is the surface tension of the solution air/interface (of pure water here),  $R$  is the universal gas constant,  $T$  is the temperature and  $\kappa$  is the hygroscopicity parameters.  $\kappa$  represents a quantitative measure of aerosol particles water uptake characteristics and CCN activity. The critical supersaturation  $SS_c$  and critical wet activation diameter  $D_w$  correspond to values at maximum of supersaturation. They are linked to a couple  $(D_d, \kappa)$  through the following relation :

$$\kappa = \frac{4A^3}{27D_d^3 \ln^2 SS_c} \quad A = \frac{4\sigma_{s/a}M_w}{RT\rho_w} \quad (2)$$

$SS_{peak}$  represents the maximum supersaturation that the air mass experienced for a sufficient long time (Hammer et al., 2014), all particles whose  $SS_c$  is less than  $SS_{peak}$  are activated and will further grow by water vapour condensation as long as RH remains high enough while other particles remain stable at their equilibrium diameter at the actual RH value.

### 3.2 Method to determine fog activation properties

The iterative procedure used to derive fog activation properties is illustrated on the Fig. 4. The idea is to match the concentration of CCN,  $N_{ccn}$ , calculated as the integral from  $D_d$  of the dry aerosol particle distribution measured by the SMPS with the fog droplet number concentration  $N_d$ , calculated as the integral from  $D_w$  of the composite wet particle size distribution derived from both WELAS and FM-100 measurements. Indeed it can exist only one trio  $N_{ccn}$ ,  $D_w$  and  $D_d$  that are linked to  $\kappa$  and  $SS_{peak}$  through Eq.(2).

To determine the dry activation diameter we suppose that all particles with a dry diameter larger than  $D_d$  are activated, that means that aerosols are internally mixed. Indeed our instrumental system allows us to determine the CCN concentration by supersaturation but not by size. Jurányi et al. (2013) shows that aerosol particles are often externally mixed at SIRTa but they also notice that the way of treatment of mixing states does not significantly influence the predicted CCN. We also suppose that the concentration of aerosol particle larger than 496 nm can be neglected.

The air mass is sampled through a PM2.5 head and is dried to RH < 50 % before entering the SMPS and the CCN chamber. So during the fog event activated aerosols larger than 2.5  $\mu\text{m}$  are missed. Aerosol properties of the air mass must thus be characterized before the fog event. But the aerosol particle distribution changes continuously according to boundary layer evolution and aerosol sources (wood burning, road traffic, ...). This is illustrated on Fig. 5 that shows time series of measurements for the fog event f6. There is a large variability along the diurnal cycle. To characterize the air mass just before the fog event we

average data recorded during the last hour before the fog onset. This corresponding time interval is delimited by red segments on Fig. 5.

CCN chamber measurements are used to derive  $\kappa$  by using Eq.2 knowing  $SS_c$  and  $D_d$ . The chamber supplies the concentration of activated aerosol particles  $N_{ccn}$  at five supersaturations from 0.1 % to 0.5 %. It takes 20 min to practice a scan. The 1 hour time interval is long enough to allow 3 scans and thus provides meaningful estimation of the aerosol hygroscopicity. But supersaturation values in the chamber are greater than 0.1 % and it's well known that  $SS_{peak}$  in fog is generally lower than 0.1 % (Hammer et al., 2014; Ming and Russell, 2004; Svenningsson et al., 1992; Hudson, 1980). Therefore assumptions must be made to extrapolate  $\kappa$  at lower supersaturation. This is illustrated on Fig. 6 that shows statistics of  $\kappa$  as function of supersaturation for the selected time period of Fig. 5. Data points correspond to calculations with CCN data at each supersaturation and the SMPS aerosol size distribution averaged over the one hour time interval. Solid and dashed lines superimposed to the data points correspond to mean and mean  $\pm$  one standard deviation values, respectively. Two extrema of  $\kappa$  are defined.  $\kappa_{inf}$  is calculated as the mean value of  $\kappa$  at 0.1 % minus one standard deviation. It corresponds to the lowest expected value.  $\kappa_{sup}$  is calculated as the linear extrapolation of the mean  $\kappa$  at 0 % plus one standard deviation and corresponds to the highest expected value. Both values are indicated on Fig. 6 by blue and red dots, respectively. These two extreme values of  $\kappa$  will then provide extreme values of activation properties for a given dry activation diameter.

Once droplets has been activated their size distribution evolves during the fog life cycle. They grow by water vapour diffusion, they can coalesced with other droplets due to gravitational and turbulent motions and they can evaporate in case of mixing with clear air or changes in temperature. Mixing with clear air have similar consequence that external mixture for aerosols according to Noone et al. (1992), that means that some particles can deactivate and their diameter can be under the critical wet diameter because of evaporation. In convective clouds activation occurs mainly within the first tens of meters above the cloud base and it is thus possible to directly sample the resulting droplet spectra with instrumented aircraft. In fog it is more complicated since activation occurs first at the fog onset but the further vertical development of the fog layer depends on many processes among which the radiative cooling at the fog top plays a key role. The fog onset is generally defined by the drop of the visibility below the 1 km threshold but this is still subject to debate (see discussion in Elias et al. (2015)). Time series show indeed various case to case CDNC evolution during the first fog hour with instantaneous formation or in contrast slower increase to a stable value as illustrated on Fig. 5. To estimate the fog droplet size distribution as representative as possible of the activated distribution we then average the composite wet particle size distribution derived from both WELAS and FM-100 measurements over a time interval at the beginning of the fog event during which the CDNC reaches a stable value for a sufficient long time. On average this time period is selected from 30 min to 1 hour after the fog beginning. It is delimited by blue segments on the Fig 5. We therefore also assume that local measurements at 2 m height are representative of the fog layer. Furthermore we assume that the concentration of droplets larger than  $50 \mu m$  can be neglected.

For each fog event the activation properties are determined as follows :  $N_{ccn}$  is set corresponding to a value of  $D_d$ .  $D_w$  and  $SS_c$  are further calculated by numerically searching for the maximum of Eq. 1 for a given value of  $\kappa$ . Then the integral of the

droplet distribution from  $D_w$  provides the droplet concentration  $N_d$ . Iterations are made on  $N_{ccn}$  until  $N_{ccn}$  equals  $N_d$ : this is the activated aerosol number concentration for this case hereafter referred as  $N_{act}$ . Two sets of iteration are made with the two  $\kappa$  values and the average particle size distribution. To take into account the size distribution variability within the selected time period two other sets of iteration are made by using the average size distribution  $\pm$  one standard deviation, respectively, and with the  $\kappa$  value maximizing the scatter.

The impact of such variability is illustrated on Fig. 7 that shows the results for two fog cases of Fig. 1. The average aerosol dry size distribution measured by the SMPS recalculated at 100 % RH with the  $\kappa_{inf}$  and  $\kappa_{sup}$  values (blue and purple lines, respectively) are superimposed to the composite fog droplet number size distribution. Vertical segments indicate the corresponding  $D_w$  diameters. These values are 3.37 and 5.45  $\mu\text{m}$  corresponding to  $N_{act}$  of 91 and 61  $\text{cm}^{-3}$ , respectively for the f6 case (Fig. 7-a); and 2.15 and 3.08  $\mu\text{m}$  corresponding to  $N_{act}$  of 116 and 86  $\text{cm}^{-3}$ , respectively for the f20 case (Fig. 7-b). The dashed ones correspond to the two calculations that produce extreme values and thus delimit the range of possible values. If the spectrum remains constant as in Fig. 7-a, these values are rather the same. But if the shape of the spectrum evolves during the one hour time period, the range of possible values increases as in Fig. 7-b with extreme values of 1.4 and 4.75  $\mu\text{m}$  corresponding to  $N_{act}$  of 266 and 21  $\text{cm}^{-3}$ , respectively, that is a factor of 10 of uncertainty on  $N_{act}$ . There is a good agreement between both distributions on the overlap area corresponding to hydrated (non-activated) particles. This indicates that the hygroscopic grow of all the dry particles measured before the fog event with the derived  $\kappa$  values is consistent with the ambient measurements at the beginning of the fog. Moreover this confirms that our method provides satisfactory estimation of  $\kappa$  and that the selected time periods are valid to estimate the activation properties.

## 4 Results

### 4.1 Fog activation properties

Table 3 presents the results for the 23 fog events with mean values and uncertainty intervals for each parameter  $\kappa$ ,  $D_d$ ,  $D_w$ ,  $SS_{peak}$  and  $N_{act}$ . The mean value is the average between the two values obtained from the above procedure with the average wet composite size distribution and the two  $\kappa$  values. The uncertainty interval is determined by the extreme values resulting from the average wet composite size distribution minus (plus) one standard deviation and the lowest (highest)  $\kappa$  value, respectively.

Values of  $\kappa_{inf}$  and  $\kappa_{sup}$  are relatively close. Indeed the relative standard deviation to the average value  $\kappa_{mean}$  ranges between 9 and 25 % except for the case f14 that reaches 35 %. It follows that  $\kappa_{mean}$  which corresponds roughly to  $\kappa$  value at  $SS \approx 0.05$  %, is representative of the  $\kappa$  value at the actual supersaturation. As a result  $\kappa_{mean}$  values range from 0.09 to 0.3 with median of 0.17. They are in agreement to those determined by Hammer et al. (2014) who found  $\kappa$  between 0.06 and 0.27 centered at 0.14 ( $SS \leq 0.11$  %) and Jurányi et al. (2013) that reported  $\kappa$  between 0.08 and 0.24 ( $SS=0.1-1$  %) at the same site. They are slightly lower than usual for continental aerosols : Andreae and Rosenfeld (2008) for example suggest to use  $\kappa = 0.3$

$\pm 0.1$ . As already pointed out by Hammer et al. (2014) local emissions of road traffic and residential wood burning as likely responsible to these low values of  $\kappa$ .

The mean dry activation diameter values,  $0.39 \mu\text{m}$  for the median and  $0.35\text{-}0.43 \mu\text{m}$  for the 25th-75th percentiles, is pretty high, indicating that only largest aerosol particles are activated in agreement with Noone et al. (1992), Ming and Russell (2004) and Hammer et al. (2014) results. Concerning the mean wet activation diameter,  $Dw_{50th} = 3.79 \mu\text{m}$  with  $3.03\text{-}4.67 \mu\text{m}$  for the 25th-75th percentiles. These values are slightly higher than values reported by Hammer et al. (2014),  $Dw_{50th} = 2.6 \mu\text{m}$ , but consistent with Elias et al. (2015) results  $Dw = 4 \pm 1.1 \mu\text{m}$  who determine it from November 2011 dataset as the intersection between the two log-normal distributions fitting the particle volume distribution measured by the WELAS. Such gap between hydrated and activated particles can be seen in figures 7-a) and b) and it corresponds fairly well to the average wet activation diameter derived for such cases that are equal to  $4.41$  and  $2.62 \mu\text{m}$ , respectively. Moreover it appears that the extreme values indicated by the dashed vertical segments largely maximize the uncertainty of the retrieval. Except for f22 event mean values of  $Dw$  are larger than  $2.37 \mu\text{m}$ . This is consistent with statistics on no-fog events that indicate that for such cases particle diameter measured by the WELAS does not exceed  $2 \mu\text{m}$ .

As expected critical supersaturation associated are very low :  $0.043 \%$  for the median and  $0.035\text{-}0.051 \%$  for the 25th-75th percentiles, with only one case that exceeds  $0.1 \%$ . These values are close to the ones measured and modeled by Hudson (1980), Svenningsson et al. (1992), Ming and Russell (2004) and Hammer et al. (2014). Fig 8 shows the scatterplot of the hygroscopic parameter as a function of the critical supersaturation for each of the 23 fog events with their uncertainty interval. The scatter is large but as a general trend a slight decrease of  $\kappa$  values is observed as critical supersaturation values increase, which corresponds to the expected behaviour as depicted for example on Fig. 6 from CCN data. Since  $80 \%$  of the data fall between  $0.13$  and  $0.27$  it appears that the CCN ability of the aerosols sampled at SIRTa are very similar and could be considered as constant as suggested by Dusek et al. (2006). We therefore recommended to use  $\kappa = 0.17 \pm 0.05$  for modelling studies on this area.

Finally the corresponding concentration of activated particles  $N_{act}$  are  $53.5 \text{ cm}^{-3}$  for the median and  $28.5\text{-}111 \text{ cm}^{-3}$  for the 25th-75th percentiles. These values are slightly lower than the  $N_{FM}$  ones derived from FM-100 data (reported on Fig. 3) that give median and 25th-75th percentiles of  $61$  and  $34\text{-}103 \text{ cm}^{-3}$ , respectively. Indeed measurements at ambient humidity indicate that many supermicron particles are available. For instance the median of the average concentration values of particles with diameter in the range  $[0.96\text{-}50] \mu\text{m}$  at the beginning of the fog events reaches  $389 \text{ cm}^{-3}$  with 25th-75th percentiles of  $260\text{-}660 \text{ cm}^{-3}$ . It follows that only a small fraction of the fog hydrated particle correspond to activated droplets due to low critical supersaturations encountered. Thus use of FM-100 data over the range  $[2\text{-}50] \mu\text{m}$  tends to overestimate the droplet concentration by taking into account non-activated aerosol particles. A noticeable exception comes from the f22 case that reaches the maximum value of  $264 \text{ cm}^{-3}$ . Surprisingly the median  $N_{FM}$  value for this case is only  $36 \text{ cm}^{-3}$  that is rather low. This is explained by the fact that this case also corresponds to the lowest critical diameter  $Dw=1.44 \mu\text{m}$ , therefore the

contribution from WELAS data is the most important and emphasizes the underestimation of the FM-100 in the first classes (see Fig. 2). Thus for cases with low  $D_w$  WELAS data must be taken into account to avoid an underestimation of the concentration.

Obviously because of the sharp increase of the particle size distribution below the wet activation diameter, the uncertainty interval of  $N_{act}$  is very broad. For instance this interval is twice the  $N_{act}$  value itself on average but could be as high as a factor 6 for f1 event. But as mentioned before  $N_{act_i}$  and  $N_{act_f}$  are the extreme possible values derived by cumulating uncertainties on  $\kappa$  and on the variability of measurements during the one hour time period.

## 4.2 Impact of aerosol particles on fog droplets concentration

Mean values of  $N_{act}$  are reported on Fig. 9 as a function of the other activation parameters  $SS_{peak}$ ,  $D_d$  and  $\kappa$  for the 23 fog events. As expected Fig. 9-a) shows that  $N_{act}$  values increase with  $SS_{peak}$ . Note that even if they are quite large uncertainty intervals follow the same trend as the mean values. Compared to Fig. 3 differences between STL and RAD cases are not clear. As a result median values of  $N_{act}$  are 40 and 58  $cm^{-3}$ , and 25th-75th percentiles are 25-115 and 33-109  $cm^{-3}$ , for STL and RAD cases, respectively. Radiative cases have thus higher values of activated particles but the percentile intervals are rather similar and the difference is less pronounced than the factor of 2 obtained from  $N_{FM}$  derived from the FM-100 measurements only. It follows that the estimation of the critical diameter and the use of WELAS measurements below this value is of crucial importance to derive accurate value of the fog droplet number concentration.

In contrast to Fig. 9-b) that exhibits a clear decrease of  $D_d$  as  $N_{act}$  increases, Fig. 9-c) reveals no trend at all with the  $\kappa$  various values. This reflects that size matters more than hygroscopicity for a particle to be activated. Indeed largest aerosol particles are activated at low SS independently of their  $\kappa$  values. There is some scatter on Fig. 9-b) for values of  $D_d \leq 0.4\mu m$  suggesting that variability of the dry aerosol size number distribution between the different cases occurs mainly below this threshold.

To remove the influence of the aerosol number concentration we then normalize  $N_{act}$  by the number concentration of activable aerosols  $N^*$ , defined as the number concentration of aerosol particles with diameter  $\geq 200$  nm which corresponds to the smallest dry diameter of Table 3. Indeed  $N^*$  is roughly proportional to the total number of particles but one order of magnitude lower. Figure 10 shows this ratio of activated particles over the activable ones, a kind of CCN ratio, as a function of the supersaturation on the left and of the dry diameter on the right. A more pronounced relationship appears that emphasize the strongest influence of the particle size compared to the chemistry on the ability of particles to act as CCN. These results are consistent with Fitzgerald (1973) and Andreae and Rosenfeld (2008) that conclude that size matters more than chemistry for aerosol particles activation. Svenningsson et al. (1992) found that the chemistry is as important as size by pointing out the control of water uptake by the parts of soluble material. However soluble mass changes with the third power of particle diameter but only linearly with soluble fraction (Andreae and Rosenfeld, 2008). Different colors are used depending on the  $\kappa$  values as indicated on the legend. At a given supersaturation we can observe on Fig. 10-a) that higher values of the CCN ratio

are associated with higher values of the hygroscopic parameter. And at a given CCN ratio  $\kappa$  decreases as the supersaturation increases. But one need more samples to provide robust interpretation of such feature.

Figure 11 in contrast reveals that almost no relationship exists between  $N_{act}$  and  $N^*$ . This result demonstrates that the concentration of fog droplets is roughly independent of the aerosol number concentration in opposite to the general trend depicted by Fig. 3. Indeed supersaturations encountered in such fog are so low that for continental aerosols numerous CCN are always available to nucleate and form fog droplets. This is consistent as well with the derived dry diameter that are very large.

It follows that the number concentration of fog droplets is mainly controlled by the peak supersaturation with little influence of the aerosol background. This is illustrated on Fig. 12 where  $N_{act}$  are plotted as a function of  $SS_{peak}$  in log scale (black diamond, same data as Fig. 9-a)) superimposed to the statistics of CCN measurements (grey diamond). Compared to the compilation of CCN spectra reported in Andreae and Rosenfeld (2008) (their Fig. 2), our CCN data with typical values of CCN ranging from 250 to 1000  $cm^{-3}$  at  $SS=0.1\%$  and from 1000 to 5000  $cm^{-3}$  at  $SS=0.5\%$  are spread between SCMS data (Hudson and Yum, 2001) and continental cases. However we observe a strong decrease of  $N_{act}$  for  $SS_{peak} \leq 0.1\%$  similar to the ASTEX data collected in maritime stratocumuli and to Hudson (1980) fog activation spectra measurements. This indicates that only a very small fraction of CCN are activated for such low values of supersaturation.

These results has been fitted with three differents formulae commonly used for modeling. The classical CCN parameterisation proposed by Twomey (1959) :  $N_{CCN}=CS^k$ , where C represents the CCN number concentration at  $SS=1\%$  and the parameter  $k$  that varies significantly (Martins et al., 2009). The formula suggested by Ji et al. (1998) :  $N_{CCN}=N(1-\exp(-BS^k))$  where N is the total number concentration of CCN and B and k are empirical coefficients to be determined. And the more general description of the activation spectra proposed by Cohard et al. (1998) :  $N_{CCN}=CS_{v,w}^k F(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1; -\beta S_{v,w}^2)$  where C is proportional to  $N_{CCN}$  that would be activated when supersaturation tends to infinity and parameters k,  $\mu$  and  $\beta$  are adjustable parameters depending on the aerosol properties. Figure 12 shows that the parameterization of Ji et al. (1998) (green line) with parameters as indicated on the legend, better reproduces the decrease of  $N_{act}$  for  $SS < 0.1\%$  compared to the Twomey expression (blue line) but the drop is not as sharp as in the data. In contrast the parameterization of Cohard et al. (1998) (red line) provides the best fit of the data for lower values of SS.

Figure 13 shows the CCN concentration that would be activated at  $SS=0.1\%$  as a function of the aerosol activable concentration for the 23 fog events. The expected strong correlation between activated particles and aerosol background then clearly appears. This confirms that the apparent independence observed in Fig. 11 is simply due to the low supersaturation values experienced in fogs. The symbol color depends on  $\kappa$  as preceding figures. Data are aligned according to their hygroscopic parameter. For a given activable concentration the number of activated particles at  $SS=0.1\%$  increases with  $\kappa$  which is consistent to Fig. 10-a).

One can note on Fig. 11 that highest values of  $N_{act}$  decrease as  $N^*$  increases which is a bit surprising since we expect that  $N_{act}$  and  $N^*$  go the same way. Indeed this feature is explained by the scatter plot of  $SS_{peak}$  as a function on  $N^*$  reported on Fig. 14 which reveals that as aerosol activable concentration increases highest  $SS_{peak}$  tend towards lower values and thus

the range of possible  $SS_{peak}$  becomes narrower. This suggests that the supersaturation reached in fog could be limited by the activable aerosol concentration : if numerous aerosol particles are available they are efficient enough to uptake the water vapor excess and therefore limit the supersaturation. Hudson (1980) found that aerosol particle concentration does not have a great effect on fog supersaturation. Our result however supports the conclusions drawn by the numerical study performed by (Bott, 1991) that the higher the particle concentration, the lower supersaturation are. Note that no trend appears with  $\kappa$  on Fig. 11 which means that the sensitivity of this process to the hygroscopicity is very weak. The symbol size of the data points is proportional to the median diameter of the activable aerosol but this neither reveals any relationship with.

### 4.3 Impact of CCN concentration on fog microstructure

The mean fog droplet concentration  $Nd_{1h}$  averaged over the one hour time interval at the beginning of the fog event is plotted in Fig. 15-a) as a function of  $N_{act}$ . Obviously they are almost identical apart from small deviations that come from averaging the  $N_{act}$  values derived for the two  $\kappa$  values. As previously symbols depend on the fog type which doesn't reveal differences between radiative (red diamond) and stratus lowering (blue diamond) fogs at the formation phase.

Once droplets have been activated they compete for the available water vapour : when their number increases the size they can reach by water vapour diffusion grow decreases. This inverse relationship between the number and the size of droplets is clearly depicted on Fig. 15-b) that displays the concentration  $Nd_{1h}$  vs. the corresponding mean diameter  $Dm$ . Indeed the highest  $Nd_{1h}$  of  $255 \text{ cm}^{-3}$  corresponds to the lowest  $Dm$  of  $4 \text{ }\mu\text{m}$ , and for fog events with  $Nd_{1h} > 120 \text{ cm}^{-3}$  the mean diameter can not exceed  $7 \text{ }\mu\text{m}$  while it reaches twice this value for concentration as low as  $25 \text{ cm}^{-3}$ . However some scatter appears for samples with  $Nd_{1h} < 50 \text{ cm}^{-3}$ . Symbol colour corresponds to the mean LWC values as indicated on the legend. Lowest values of  $Dm$  are associated with lowest values of LWC which suggests that lack of available liquid water could also limit the droplet grow even if they are less numerous.

During the fog life cycle the droplet size distribution evolves due to different processes. Droplets can grow by water vapour diffusion, or by collision-coalescence with other droplets due to gravitational and turbulent motions. In contrast they can evaporate if the supersaturation decreases due to heating of the air mass for example or in case of mixing with clear air. Figures 16-a) and b) show the same plots except that  $Nd$ ,  $Dm$  and  $LWC$  correspond to mean values over the complete fog life cycle. The mean droplet concentration values are significantly lower especially for cases with high  $N_{act}$  values. For instance for cases with  $N_{act} > 50 \text{ cm}^{-3}$  the ratio  $Nd_{cycle}/N_{act}$  ranges from 0.25 to 0.92 with an average value of 0.58. Values reported in Brenguier et al. (2011) exhibit a clear separation between cumulus and stratocumulus clouds, with values from 0.32 to 0.56 (0.46 on average) and from 0.72 to 0.96 (0.87 on average), respectively, that were attributed to differences in entrainment-mixing processes in both cloud types. Here it appears that values are spanned over a large range with an intermediate average value. Interestingly Fig. 16-b) reveals that  $Nd_{cycle}$  for radiative fogs can not exceed  $70 \text{ cm}^{-3}$  which suggests that this reduction is more pronounced for radiative fogs while STL cases seem less affected. Indeed for cases with  $N_{act} > 100 \text{ cm}^{-3}$  the average  $Nd_{cycle}/N_{act}$  is 0.80 for STL fogs, a value close to the stratocumulus clouds, while it drops down to 0.45 for RAD cases. This suggests that the processes involved in the reduction of the CDNC in radiative fogs are as efficient as the entrainment-mixing occurring in cumulus clouds. Note that many studies (Pilié et al., 1975; Choulaton et al., 1981; Gerber,

1991; Bergot, 2013) among others pointed out the key mechanism of the turbulent mixing in fogs. Figure 16-b) shows that mean diameter values averaged over the fog life cycle are similar to the previous ones. The resulting cluster of data points does not reveal general trend and the anti-correlation between the size and the number of droplets no longer remains detectable. Indeed the evolution of microphysical properties during the fog life cycle is tricky, highly variable from case to case and depends on many parameters. A comprehensive study on this topic have been performed and is presented in a second paper that will be submitted soon.

## 5 Discussion

In this experimental study we have derived accurate estimations of the activated droplet concentration at the beginning of the fog event. This has been done through the careful estimation of the critical supersaturation and the wet critical diameter that allows us to integrate the composite size distribution derived from WELAS and FM-100 measurements. We have shown that the derived parameters are consistent with the parameterization of (Cohard et al., 1998). They are also consistent with measurements reported in (Hudson, 1980) which developed the Isothermal Haze Chamber to extend the CCN measurements to supersaturation range below 0.1 % and derive fog condensation nuclei (FCN). Indeed he found effective supersaturation between 0.06 and 0.1 % as well as abrupt changes in FCN spectra below 0.1 % with activated concentration at  $SS=0.4$  % ranging from  $0.8 \text{ cm}^{-3}$  over the sea to  $250 \text{ cm}^{-3}$  for polluted cases.

To our knowledge no other study has retrieved experimentally concentration of activated particles in fog. Usually measurements of droplet spectra reported in the literature were performed by single particle counters such as FSSP, CDP or FM-100 over the range  $[2-50] \mu\text{m}$ . The corresponding droplet concentrations are in the range of a tens to several hundred  $\text{cm}^{-3}$  (Wendisch et al., 1998; Garcia-Garcia et al., 2002; Gultepe and Milbrandt, 2007a; Niu et al., 2012; Price, 2011; Liu et al., 2011; Burnet et al., 2012; Lu et al., 2013; Zhao et al., 2013). In our cases concentration values are rather low for semi-urban conditions with only one event exceeding  $150 \text{ cm}^{-3}$ . For instance Liu et al. (2011) and Niu et al. (2012) reported values recorded in Pancheng (China) as high as 800 and  $1000 \text{ cm}^{-3}$ , respectively. However we have shown that our resulting values of critical diameter are large with a median value of  $3.8 \mu\text{m}$ . Consequently use of FM-100 data over the range  $[2-50] \mu\text{m}$  will lead to an overestimation of the droplet concentration because they include deliquescent aerosol particles that are not activated.

We have further shown that the droplet number concentration does not increase as the aerosol loading increases because the actual supersaturations reached in these fogs are too low. Moreover we rather observe a decrease of droplet concentrations for higher values of the aerosol concentration that could be explained by a limitation of the supersaturation according to (Bott, 1991). In contrast some recent numerical simulations exhibit a strong positive correlation between aerosol and droplet concentrations (Zhang et al., 2014; Stolaki et al., 2015). For instance the sensitivity study of Stolaki et al. (2015) indicates that the fog droplet concentration during the mature stage is 2.6 times greater (2.9 time lower) when doubling (halving) the CCN number concentration of the accumulation mode. Indeed at fog onset the droplet concentration at the surface reaches  $467 \text{ cm}^{-3}$  in their simulation with double CCN concentration. This value is much larger than our estimations that are  $\leq 150 \text{ cm}^{-3}$  except one case that reaches  $264 \text{ cm}^{-3}$ . For their reference run also this value is as high as to  $304 \text{ cm}^{-3}$ . The CCN activation scheme



used by the model follows the expression of Cohard et al. (1998). Given the CCN activation spectrum derived from their values of CCN size distribution parameters (geometric mean radius and standard deviation of  $0.1525 \mu\text{m}$  and  $2.33$ , respectively) and concentration ( $540 \text{ cm}^{-3}$ ) and solubility of aerosols ( $0.4$ ), this corresponds to an estimation of the maximum supersaturation of  $0.15 \%$ . Even for activated concentration of  $250 \text{ cm}^{-3}$  the corresponding SS is still  $\simeq 0.1 \%$ . We have shown that CCN measurement at  $\text{SS}=0.1 \%$  exhibits a linear increase of the droplet concentration with the activable aerosol concentration. Consequently with such high supersaturation values it is consistent that their simulations produce a strong positive correlation between aerosol and droplet concentration.

More generally one shall keep in mind that using CCN activation spectra provides satisfactory estimation of the activated concentration providing that the maximum supersaturation is correctly diagnosed. For instance a current limitation of schemes with adjustment to saturation with parameterized peak supersaturation is that the formulae do not take into account pre-existing liquid water in the model grid box (Thouren et al., 2012). This leads to a significant overestimation of the supersaturation peak value that in turn will overestimate the activated concentration. Moreover in sensitivity study in which the CCN concentration is increased (or decreased) keeping the other parameters constant, this intrinsically introduces a strong dependency between droplet and aerosol particles. Indeed the pre-existing hygroscopic aerosol particles contribute to the sink term of water vapour during the radiative cooling that will also reduce the supersaturation peak value at the fog onset and then limits the number of activated particles. Thus changing the aerosol properties in models using such scheme provides a useful way to modify the droplet concentration and study the impact of this latter on fog life cycle but it shall not be used to assess the impact of the aerosol properties themselves on the fog life cycle.

## 6 Conclusions

In situ microphysical measurements collected during 23 wintertime fog events sampled from October 2010 to March 2013 at the semi-urban site SIRTa near Paris has been examined to document their properties. They reveal a large variability of their characteristic values in terms of number concentration and size of fog droplets among the different cases, as well as various evolution of these properties during the fog life cycle. Aerosol background exhibits also highly variable number concentrations of particles  $> 10 \text{ nm}$  before the fog onset. The objective of this paper was to evaluate the impact of the aerosol on the fog microphysics. As a first step we focused on the relationship between aerosol and fog droplet number concentrations as we expect that they follow the same trend with more numerous fog droplets when the aerosol loading increases.

To derive accurate estimations of the actual activated fog droplet number concentration ( $N_{act}$ ), we determine the hygroscopicity parameter, the dry and wet critical diameters, and the critical supersaturation for the 23 events by using an iterative procedure based on the  $\kappa$ -Köhler theory that combines CCN measurements, dry particle distribution from an SMPS and composite wet particle size distribution at ambient humidity derived from WELAS and FM-100 measurements. These data are averaged over one hour time periods before and during the fog onset to characterize the air mass and the fog properties, respectively.

Values of the hygroscopicity parameter  $\kappa$  extrapolated at  $SS \simeq 0.05\%$  were found ranging from 0.09 to 0.3 that is typical for urban aerosol. They are rather similar from case to case thus we recommended to use  $\kappa = 0.17 \pm 0.05$  for fog modelling studies in this area. Our study reveals low values of the derived critical supersaturations with median of 0.043 % and 25th-75th percentiles of 0.035-0.051 %. Consequently wet and dry activation diameters are high and the corresponding  $N_{act}$  are low for continental conditions with a median concentration of  $53.5 \text{ cm}^{-3}$  and 25th-75th percentiles of 28.5-111  $\text{cm}^{-3}$ . Our results depict a sharp drop of  $N_{act}$  as critical supersaturations decrease which is best fitted by the parameterization of Cohard et al. (1998).

No detectable trend between concentration of aerosol particles with diameter  $> 200 \text{ nm}$  and  $N_{act}$  was observed. In contrast the CCN data at 0.1 % supersaturation exhibits a strong correlation with these aerosol concentrations. We therefore conclude that the droplet number concentration is roughly independent of the aerosol one because the actual supersaturations reached in these fogs are too low. Unfortunately no measurement of dry aerosol particles  $> 500 \text{ nm}$  were available to investigate the contribution of the largest particles. Our analysis corroborates modelling study of Bott (1991) suggesting that an increase of the aerosol concentration limits the SS values. Moreover it is found that the activated fraction mainly depends on the aerosol size while the chemistry, as represented by the hygroscopic parameter, appears to be of a secondary importance.

Despite stratus lowering fogs appear to be associated with lower aerosol loading than radiation fog events, no significant differences were observed with respect to the droplet number concentration at the fog formation when calculations are performed by taken into account the wet critical diameter. In contrast, statistics over the complete life cycle indicate that radiation fogs are subject to a pronounced decrease of the droplet concentration while stratus lowering cases seem unaffected. In radiation fogs this decrease, which occurs mainly for events with  $N_{act} > 50 \text{ cm}^{-3}$ , is significant with ratio of average droplet concentration to  $N_{act}$  ranging from 0.25 to 0.67. This reduction is similar to the dilution resulting from entrainment-mixing in cumulus clouds. The expected inverse relationship between the number and the size of the droplets at the formation phase is clearly depicted except for some cases with low liquid water content values. However this trend is less pronounced on the averages over the fog life cycle.

*Acknowledgements.* Authors are very grateful to all SIRTAs operators and database managers. This campaign was held in the framework of the PreViBOSS project supported by DGA/DGIS. This research was partially funded by the European Community's Seventh Framework Program (FP7/2007-2013) under the SESAR WP 11.2.2 project, under Grant Agreement 11-120809-C.

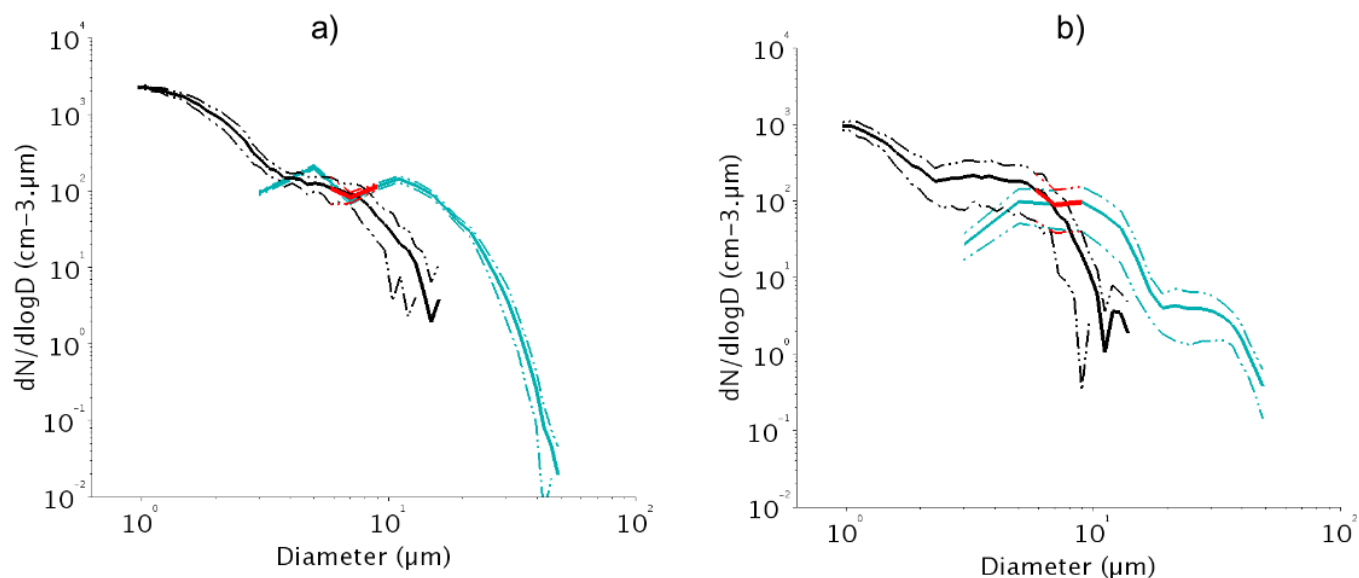
## References

- Andreae, M. and Rosenfeld, D.: Aerosol–cloud–precipitation interactions. Part 1. The nature and sources of cloud-active aerosols, *Earth-Science Reviews*, 89, 13–41, 2008.
- Bergot, T.: Small-scale structure of radiation fog: a large-eddy simulation study, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 139, 1099–1112, 2013.
- Bott, A.: On the influence of the physico-chemical properties of aerosols on the life cycle of radiation fogs, *Boundary-Layer Meteorology*, 56, 1–31, 1991.
- Brenguier, J.-L., Burnet, F., and Geoffroy, O.: Cloud optical thickness and liquid water path—does the  $k$  coefficient vary with droplet concentration?, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11, 9771–9786, 2011.
- Burnet, F., Gomes, L., Haeffelin, M., Dupont, J., and Elias, T.: Analysis of the microphysical structures of fog during the ParisFog project, in: *Proceedings of the 16th international conference of clouds and precipitation (ICCP)*, Leipzig, Germany, vol. 30, 2012.
- Choularton, T., Fullarton, G., Latham, J., Mill, C., Smith, M., and Stromberg, I.: A field study of radiation fog in Meppen, West Germany, *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 107, 381–394, 1981.
- Cohard, J.-M., Pinty, J.-P., and Bedos, C.: Extending Twomey’s analytical estimate of nucleated cloud droplet concentrations from CCN spectra, *Journal of the atmospheric sciences*, 55, 3348–3357, 1998.
- Crippa, M., DeCarlo, P., Slowik, J., Mohr, C., Heringa, M., Chirico, R., Poulain, L., Freutel, F., Sciare, J., Cozic, J., et al.: Wintertime aerosol chemical composition and source apportionment of the organic fraction in the metropolitan area of Paris, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13, 961–981, 2013.
- Ditas, F., Shaw, R. A., Siebert, H., Simmel, M., Wehner, B., and Wiedensohler, A.: Aerosols-cloud microphysics-thermodynamics-turbulence: evaluating supersaturation in a marine stratocumulus cloud, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 12, 2459–2468, 2012.
- Dupont, J., Haeffelin, M., Stolaki, S., and Elias, T.: Analysis of dynamical and thermal processes driving fog and quasi-fog life cycles using the 2010–2013 ParisFog dataset, *Pure and Applied Geophysics*, pp. 1–22, 2015.
- Dusek, U., Frank, G., Hildebrandt, L., Curtius, J., Schneider, J., Walter, S., Chand, D., Drewnick, F., Hings, S., Jung, D., et al.: Size matters more than chemistry for cloud-nucleating ability of aerosol particles, *Science*, 312, 1375–1378, 2006.
- Elias, T., Haeffelin, M., Drobinski, P., Gomes, L., Rangognio, J., Bergot, T., Chazette, P., Raut, J.-C., and Colomb, M.: Particulate contribution to extinction of visible radiation: Pollution, haze, and fog, *Atmospheric Research*, 92, 443–454, 2009.
- Elias, T., Jolivet, D., Dupont, J.-C., Haeffelin, M., and Burnet, F.: Preliminary results of the PreViBOSS project: description of the fog life cycle by ground-based and satellite observation, in: *SPIE Remote Sensing*, pp. 853 406–853 406, International Society for Optics and Photonics, 2012.
- Elias, T., Dupont, J.-C., Hammer, E., Hoyle, C., Haeffelin, M., Burnet, F., and Jolivet, D.: Enhanced extinction of visible radiation due to hydrated aerosols in mist and fog, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 15, 291–337, 2015.
- Fitzgerald, J. W.: Dependence of the supersaturation spectrum of CCN on aerosol size distribution and composition, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 30, 628–634, 1973.
- Frank, G., Martinsson, B., Cederfelt, S.-I., Berg, O., Swietlicki, E., Wendish, M., Yuskiewicz, B., Heintzenberg, J., Wiedensohler, A., Orsini, D., et al.: Droplet formation and growth in polluted fogs, *Contributions to atmospheric physics*, 71, 65–85, 1998.
- Garcia-Garcia, F., Virafuentes, U., and Montero-Martinez, G.: Fine-scale measurements of fog-droplet concentrations: A preliminary assessment, *Atmospheric research*, 64, 179–189, 2002.

- Gerber, H.: Supersaturation and droplet spectral evolution in fog, *Journal of the atmospheric sciences*, 48, 2569–2588, 1991.
- Gonser, S. G., Klemm, O., Griessbaum, F., Chang, S.-C., Chu, H.-S., and Hsia, Y.-J.: The relation between humidity and liquid water content in fog: An experimental approach, *Pure and applied geophysics*, 169, 821–833, 2012.
- Gultepe, I. and Milbrandt, J.: Microphysical observations and mesoscale model simulation of a warm fog case during FRAM project, in: *Fog and Boundary Layer Clouds: Fog Visibility and Forecasting*, pp. 1161–1178, Springer, 2007a.
- 5     Gultepe, I., Cober, S., King, P., Isaac, G., Taylor, P., and Hansen, B.: The Fog Remote Sensing and Modeling (FRAM) field project and preliminary results, in: *AMS 12th Cloud Physics Conference*, pp. 9–14, 2006.
- Gultepe, I., Tardif, R., Michaelides, S., Cermak, J., Bott, A., Bendix, J., Müller, M., Pagowski, M., Hansen, B., Ellrod, G., et al.: Fog research: A review of past achievements and future perspectives, *Pure and Applied Geophysics*, 164, 1121–1159, 2007b.
- 10    Gultepe, I., Hansen, B., Cober, S., Pearson, G., Milbrandt, J., Platnick, S., Taylor, P., Gordon, M., and Oakley, J.: The fog remote sensing and modeling field project, *Bulletin of the American Meteorological Society*, 90, 341–359, 2009.
- Haeffelin, M., Barthès, L., Bock, O., Boitel, C., Bony, S., Bouniol, D., Chepfer, H., Chiriaco, M., Cuesta, J., Delanoë, J., et al.: SIRTa, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research, *Annales Geophysicae*, 23, 253–275, 2005.
- Haeffelin, M., Bergot, T., Elias, T., Tardif, R., Carrer, D., Chazette, P., Colomb, M., Drobinski, P., Dupont, E., Dupont, J., et al.: PARISFOG: shedding new light on fog physical processes, *bulletin of the american meteorological Society*, 91, 767–783, 2010.
- 15    Hammer, E., Gysel, M., Roberts, G., Elias, T., Hofer, J., Hoyle, C., Bukowiecki, N., Dupont, J.-C., Burnet, F., Baltensperger, U., et al.: Size-dependent particle activation properties in fog during the ParisFog 2012/13 field campaign, *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, 14, 9475–9516, 2014.
- Heim, M., Mullins, B. J., Umhauer, H., and Kasper, G.: Performance evaluation of three optical particle counters with an efficient “multi-modal” calibration method, *Journal of aerosol science*, 39, 1019–1031, 2008.
- 20    Hoag, K. J., Collett Jr, J. L., and Pandis, S. N.: The influence of drop size-dependent fog chemistry on aerosol processing by San Joaquin Valley fogs, *Atmospheric Environment*, 33, 4817–4832, 1999.
- Hudson, J. G.: Relationship between fog condensation nuclei and fog microstructure, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 37, 1854–1867, 1980.
- 25    Hudson, J. G. and Yum, S. S.: Maritime-continental drizzle contrasts in small cumuli, *Journal of the atmospheric sciences*, 58, 915–926, 2001.
- Ji, Q., Shaw, G. E., and Cantrell, W.: A new instrument for measuring cloud condensation nuclei: Cloud condensation nucleus “remover”, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012), 103, 28 013–28 019, 1998.
- Jurányi, Z., Tritscher, T., Gysel, M., Laborde, M., Gomes, L., Roberts, G., Baltensperger, U., and Weingartner, E.: Hygroscopic mixing state of urban aerosol derived from size-resolved cloud condensation nuclei measurements during the MEGAPOLI campaign in Paris, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 13, 6431–6446, 2013.
- 30    Köhler, H.: The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets, *Transactions of the Faraday Society*, 32, 1152–1161, 1936.
- Levin, Z. and Brenguier, J.-L.: Effects of Pollution and Biomass Aerosols on Clouds and Precipitation: Observational Studies, in: *Aerosol Pollution Impact on Precipitation*, pp. 205–241, Springer, 2009.
- 35    Liu, D., Yang, J., Niu, S., and Li, Z.: On the evolution and structure of a radiation fog event in Nanjing, *Advances in Atmospheric Sciences*, 28, 223–237, 2011.
- Lu, C., Liu, Y., Niu, S., Zhao, L., Yu, H., and Cheng, M.: Examination of microphysical relationships and corresponding microphysical processes in warm fogs, *Acta Meteorologica Sinica*, 27, 832–848, 2013.

- Lu, M.-L., Conant, W. C., Jonsson, H. H., Varutbangkul, V., Flagan, R. C., and Seinfeld, J. H.: The Marine Stratus/Stratocumulus Experiment (MASE): Aerosol-cloud relationships in marine stratocumulus, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012), 112, 2007.
- Martin, G., Johnson, D., and Spice, A.: The measurement and parameterization of effective radius of droplets in warm stratocumulus clouds, *Journal of the Atmospheric Sciences*, 51, 1823–1842, 1994.
- 5 Martins, J. A., Gonçalves, F. L. T., Morales, C. A., Fisch, G. F., Pinheiro, F. G. M., Júnior, J. B. V. L., Oliveira, C. J., Silva, E. M., Oliveira, J. C. P., Costa, A. A., et al.: Cloud condensation nuclei from biomass burning during the Amazonian dry-to-wet transition season, *Meteorology and atmospheric physics*, 104, 83–93, 2009.
- McFiggans, G., Artaxo, P., Baltensperger, U., Coe, H., Facchini, M., Feingold, G., Fuzzi, S., Gysel, M., Laaksonen, A., Lohmann, U.,  
10 2593–2649, 2006.
- Ming, Y. and Russell, L. M.: Organic aerosol effects on fog droplet spectra, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012), 109, 2004.
- Niu, S., Liu, D., Zhao, L., Lu, C., Lü, J., and Yang, J.: Summary of a 4-year fog field study in northern Nanjing, Part 2: Fog microphysics, *Pure and applied geophysics*, 169, 1137–1155, 2012.
- 15 Noone, K. J., Ogren, J. A., Hallberg, A., Heintzenberg, J., STRÖM, J., HANSSON, H.-C., SVENNINGSSON, B., Wiedensohler, A., Fuzzi, S., FACCHINI, M. C., et al.: Changes in aerosol size-and phase distributions due to physical and chemical processes in fog, *Tellus B*, 44, 489–504, 1992.
- Pandis, S. N., Seinfeld, J. H., and Pilinis, C.: Chemical composition differences in fog and cloud droplets of different sizes, *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, 24, 1957–1969, 1990.
- 20 Petters, M. and Kreidenweis, S.: A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 7, 1961–1971, 2007.
- Pilić, R., Mack, E., Kocmond, W., Rogers, C., and Eadie, W.: The life cycle of valley fog. Part I: Micrometeorological characteristics, *Journal of Applied Meteorology*, 14, 347–363, 1975.
- Price, J.: Radiation fog. Part I: observations of stability and drop size distributions, *Boundary-Layer Meteorology*, 139, 167–191, 2011.
- 25 Pruppacher, H. R., Klett, J. D., and Wang, P. K.: *Microphysics of clouds and precipitation*, 1998.
- Ramanathan, V., Crutzen, P., Kiehl, J., and Rosenfeld, D.: Aerosols, climate, and the hydrological cycle, *science*, 294, 2119–2124, 2001.
- Roberts, G. and Nenes, A.: A continuous-flow streamwise thermal-gradient CCN chamber for atmospheric measurements, *Aerosol Science and Technology*, 39, 206–221, 2005.
- Spiegel, J., Zieger, P., Bukowiecki, N., Hammer, E., Weingartner, E., and Eugster, W.: Evaluating the capabilities and uncertainties of droplet  
30 measurements for the fog droplet spectrometer (FM-100), *Atmospheric Measurement Techniques*, 5, 2237–2260, 2012.
- Stolaki, S., Haefelin, M., Lac, C., Dupont, J.-C., Elias, T., and Masson, V.: Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event. A numerical and observational study, *Atmospheric Research*, 151, 146–161, 2015.
- Svenningsson, I., Hansson, H.-C., Wiedensohler, A., Ogren, J., Noone, K., and Hallberg, A.: Hygroscopic growth of aerosol particles in the Po Valley, *Tellus B*, 44, 556–569, 1992.
- 35 Tardif, R. M.: *Characterizing fog and the physical mechanisms leading to its formation during precipitation in a coastal area of the northeastern United States*, ProQuest, 2007.
- Thouron, O., Brenguier, J.-L., and Burnet, F.: Supersaturation calculation in large eddy simulation models for prediction of the droplet number concentration, *Geoscientific Model Development*, 5, 761–772, 2012.

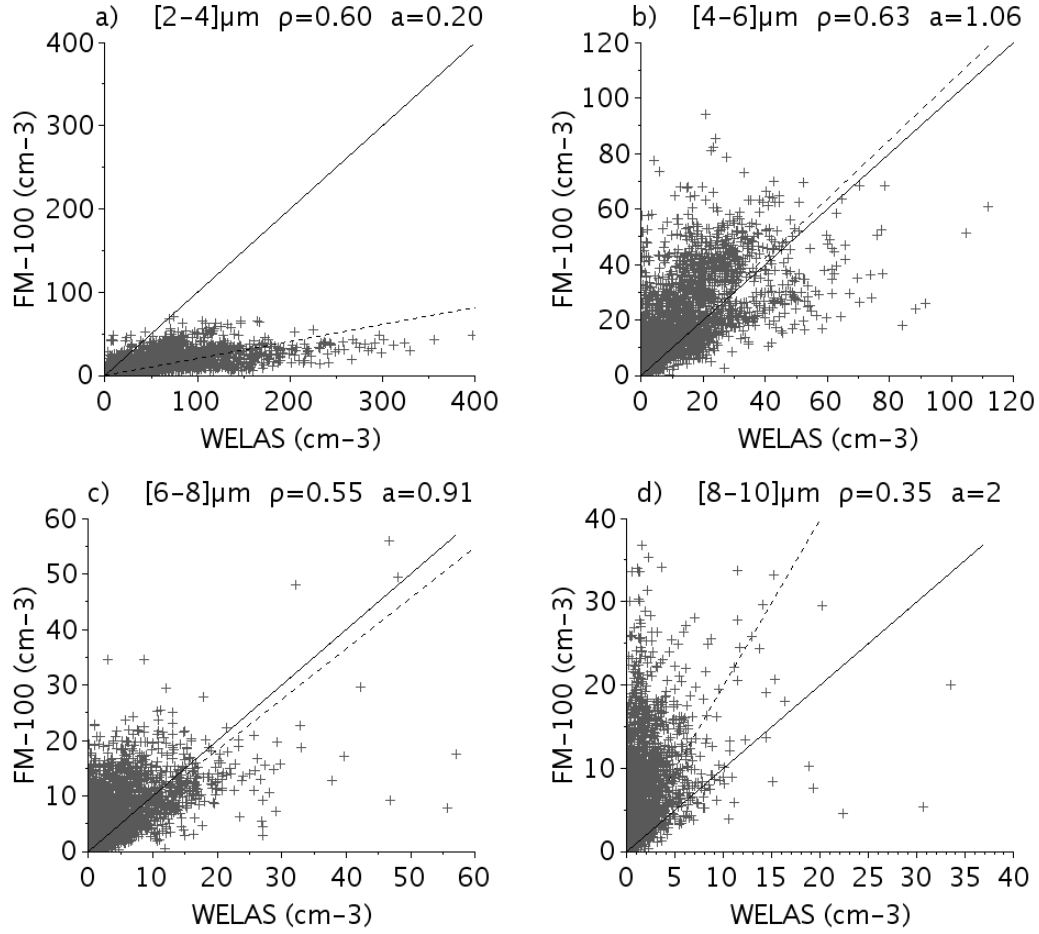
- Twohy, C. H., Petters, M. D., Snider, J. R., Stevens, B., Tahnk, W., Wetzol, M., Russell, L., and Burnet, F.: Evaluation of the aerosol indirect effect in marine stratocumulus clouds: Droplet number, size, liquid water path, and radiative impact, *Journal of Geophysical Research: Atmospheres* (1984–2012), 110, 2005.
- Twomey, S.: The nuclei of natural cloud formation part II: The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration, *Geofisica pura e applicata*, 43, 243–249, 1959.
- Van der Velde, I., Steeneveld, G., Wichers Schreur, B., and Holtslag, A.: Modeling and forecasting the onset and duration of severe radiation fog under frost conditions, *Monthly weather review*, 138, 4237–4253, 2010.
- Wendisch, M., Mertes, S., Heintzenberg, J., Wiedensohler, A., Schell, D., Wobrock, W., Frank, G., Martinsson, B., Fuzzi, S., Orsi, G., et al.: Drop size distribution and LWC in Po Valley fog, *Contributions to atmospheric physics*, 71, 87–100, 1998.
- 10 Zhang, X., Musson-Genon, L., Dupont, E., Milliez, M., and Carissimo, B.: On the Influence of a Simple Microphysics Parametrization on Radiation Fog Modelling: A Case Study During ParisFog, *Boundary-layer meteorology*, 151, 293–315, 2014.
- Zhao, L., Niu, S., Zhang, Y., and Xu, F.: Microphysical characteristics of sea fog over the east coast of Leizhou Peninsula, China, *Advances in Atmospheric Sciences*, 30, 1154–1172, 2013.
- Zhou, B. and Ferrier, B. S.: Asymptotic analysis of equilibrium in radiation fog, *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 47, 15 1704–1722, 2008.



**Figure 1.** One hour average composite number size distributions at ambient humidity derived from WELAS (black) and FM-100 (cyan) at the beginning of the fog event for cases a) f6 and b) f20. The solid line represents mean value and the dotted lines mean  $\pm$  one standard deviation. The red segments correspond to the result of merging both distributions between 6 and 8  $\mu\text{m}$ .

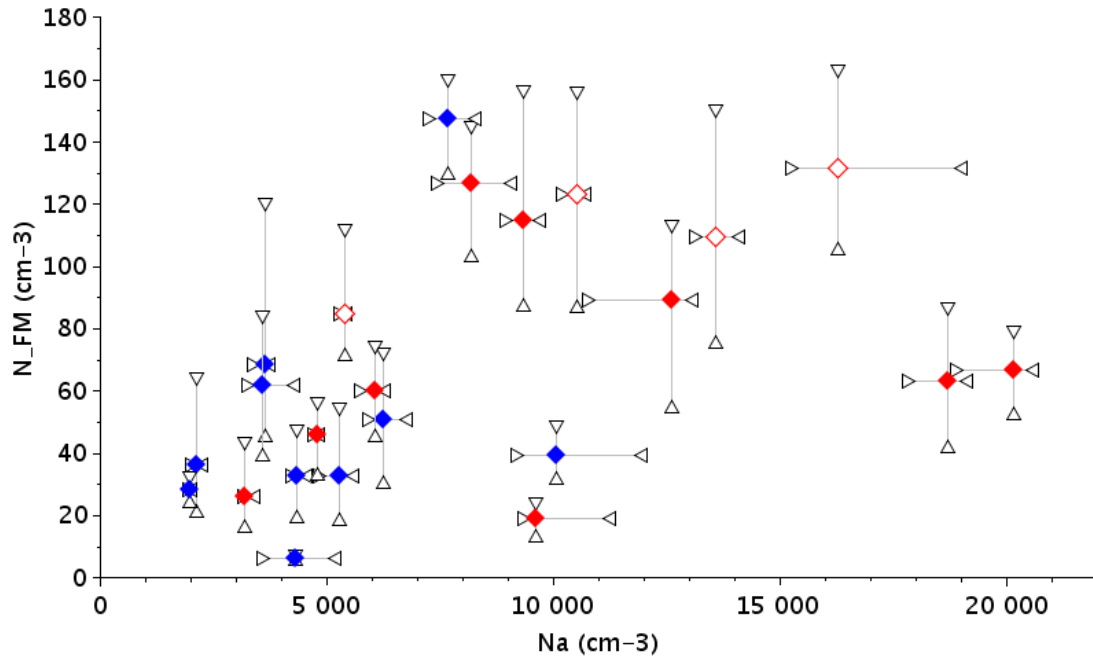
**Table 1.** Instrumentation deployed during the campaigns that are used for this study.

Instruments	Measured parameters	Time resolution
<b>PALAS WELAS - 2000</b>	Hydrated and activated aerosol particles number size distribution $D=[0.39-42] \mu\text{m}$	5 min
<b>DMT Fog Monitor</b>	Droplet number size distribution $D=[2-50] \mu\text{m}$	1 min
<b>PVM Gerber</b>	Liquid water content $D=[3-50] \mu\text{m}$	1 min
<b>Degreanne DF20+</b>	Horizontal visibility	1 min
<b>TSI SMPS</b>	Dry aerosol particles distribution $D=[10.6-493] \text{nm}$	5 min
<b>CCNC DMT</b>	CCN concentration $SS=[0.1-0.5] \%$	20 min for a cycle

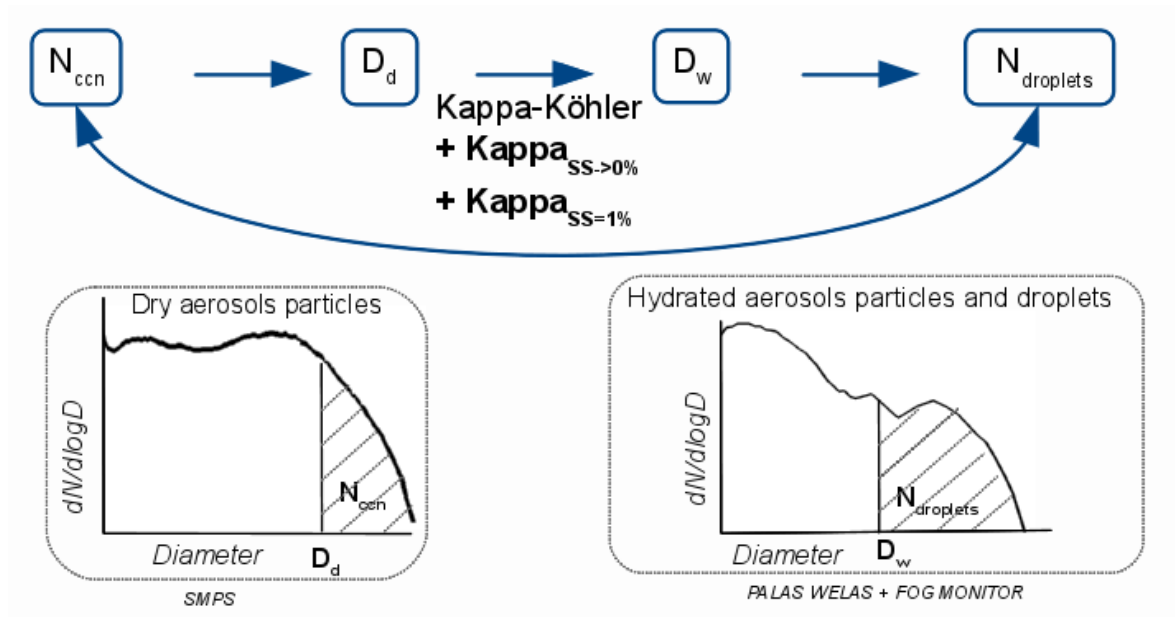


**Figure 2.** Scatterplot of the five minutes average particle number concentration values as measured by the FM-100 for the four first bins vs the integrated WELAS measurement over the corresponding diameter range a) [2-4]  $\mu\text{m}$ , b) [4-6]  $\mu\text{m}$ , c) [6-8]  $\mu\text{m}$  and d) [8-10]  $\mu\text{m}$ . Solid line corresponds to 1:1 line and dashed line corresponds to best fit line with correlation coefficient  $\rho$  and slope  $a$ , as indicated in the legend.

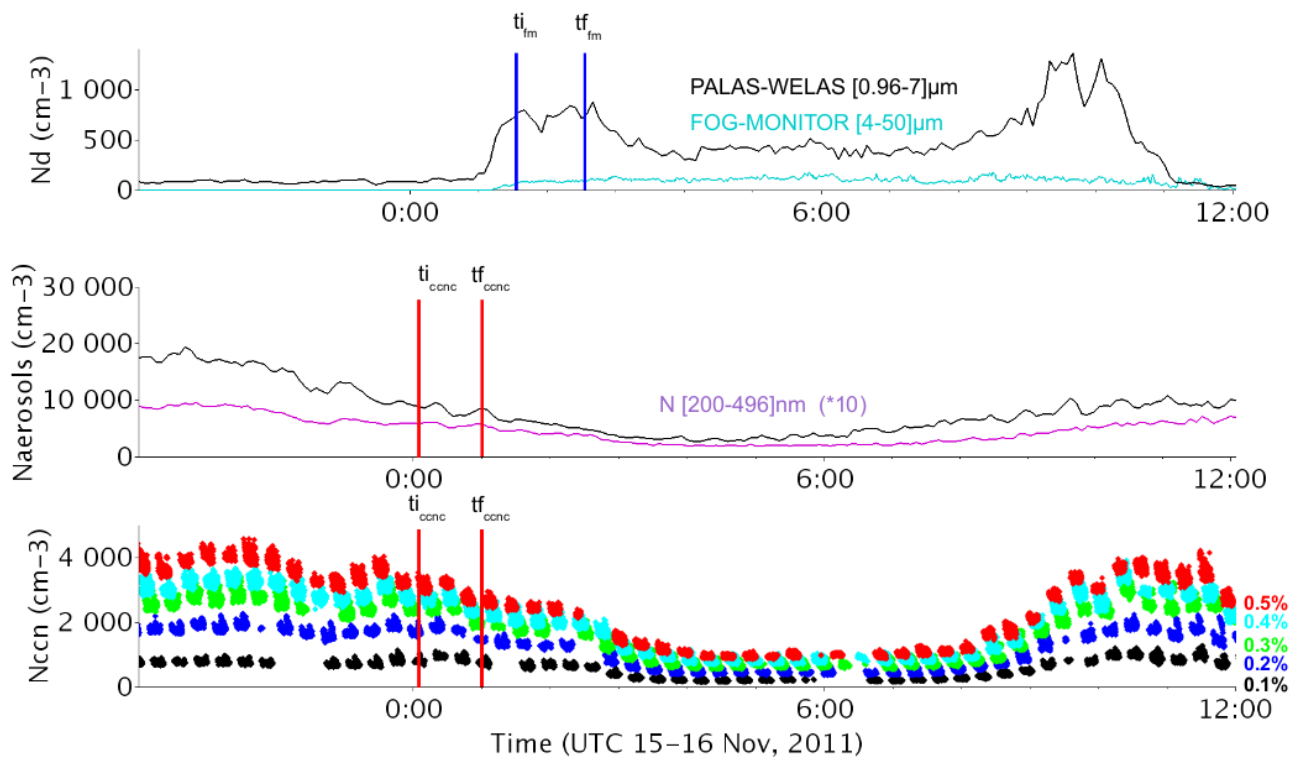




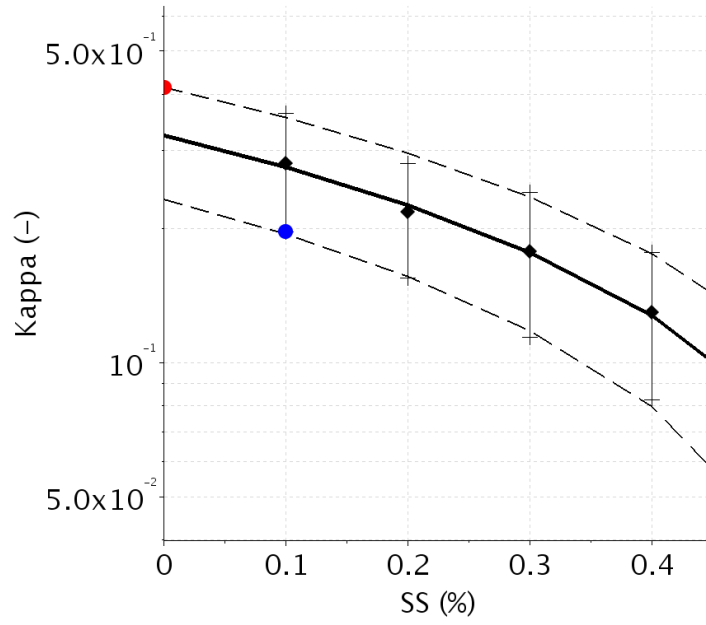
**Figure 3.** Droplet number concentration as derived from the FM-100 collected during the whole fog event as a function of the aerosol number concentration as derived from the SMPS measurements collected over the last hour before the fog beginning. Median values (diamond) are indicated for each case of table 2 with the 25th and 75th percentiles (triangle) to represent the variability. Symbols depend on the fog type STL (blue) and RAD (red) with open and solid symbols for thin and developed fogs, respectively.



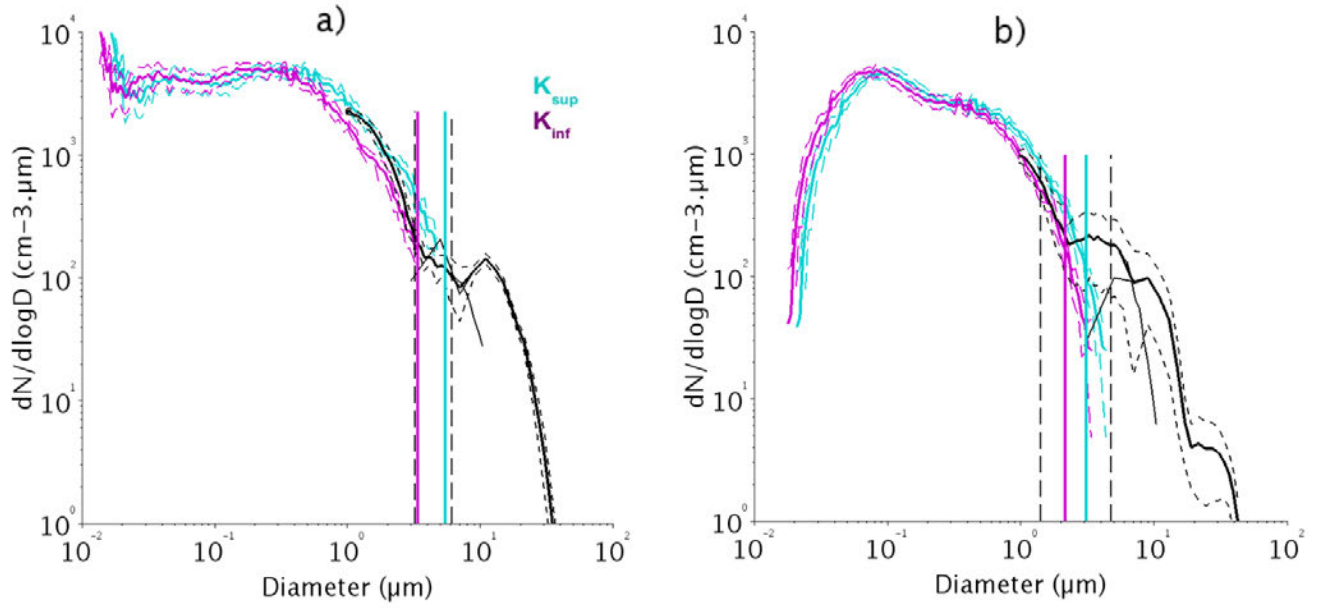
**Figure 4.** Schematic of the iterative method used to retrieve fog activation properties from dry and ambient humidity particle size distributions.



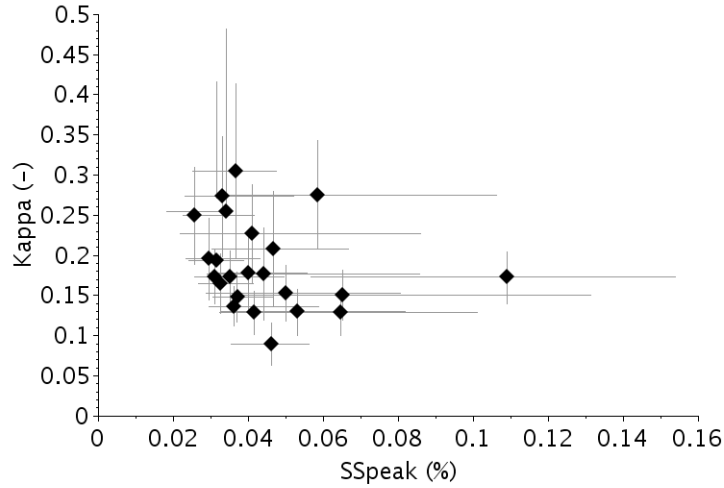
**Figure 5.** Time series of measurements for the f6 case : (a) particle number concentration at ambient humidity from FM-100 (cyan) and WELAS (black); (b) dry particle number concentration from SMPS : total (black) and particle with diameter > 200 nm (purple); and (c) Nccn from the CCN chamber at each supersaturation with color as indicated on the label. Vertical segments indicate the selected time periods before (red) and during (blue) the beginning of the fog event.



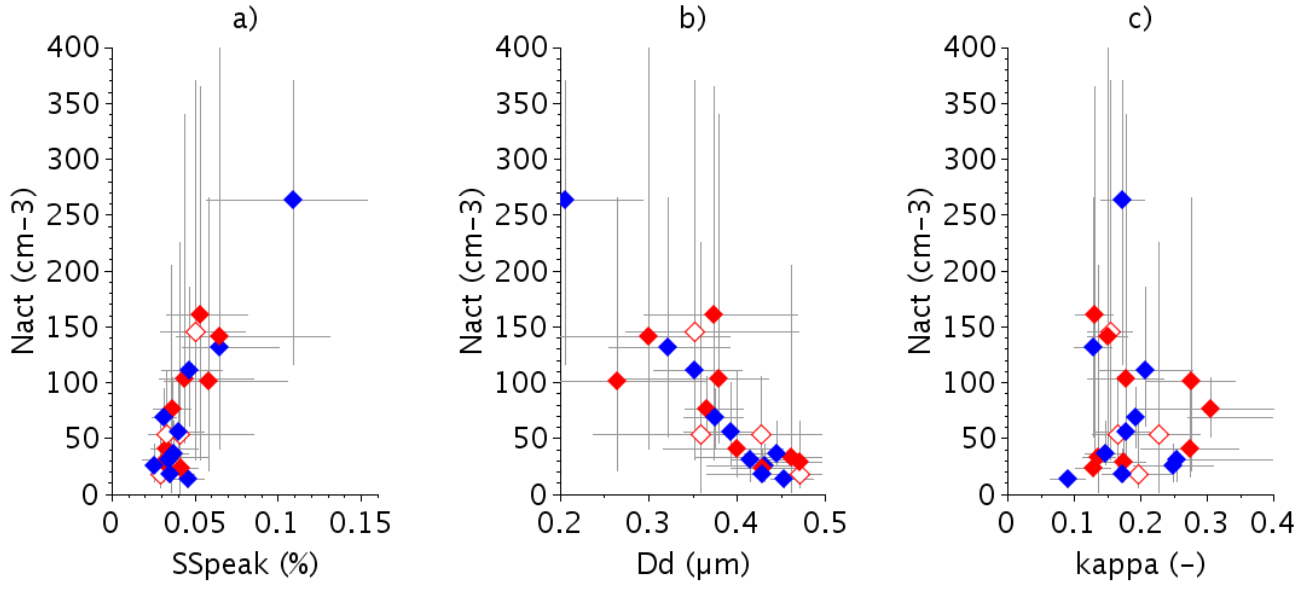
**Figure 6.** Derived  $\kappa$  values as a function of CCN chamber supersaturations from measurements over the 1 hour time period before the fog event for the f6 case. Mean (diamond, solid line) and mean  $\pm$  one standard deviation (dashed lines). Extrapolated  $\kappa_{inf}$  (blue dot) and  $\kappa_{sup}$  (red dot) are also indicated.



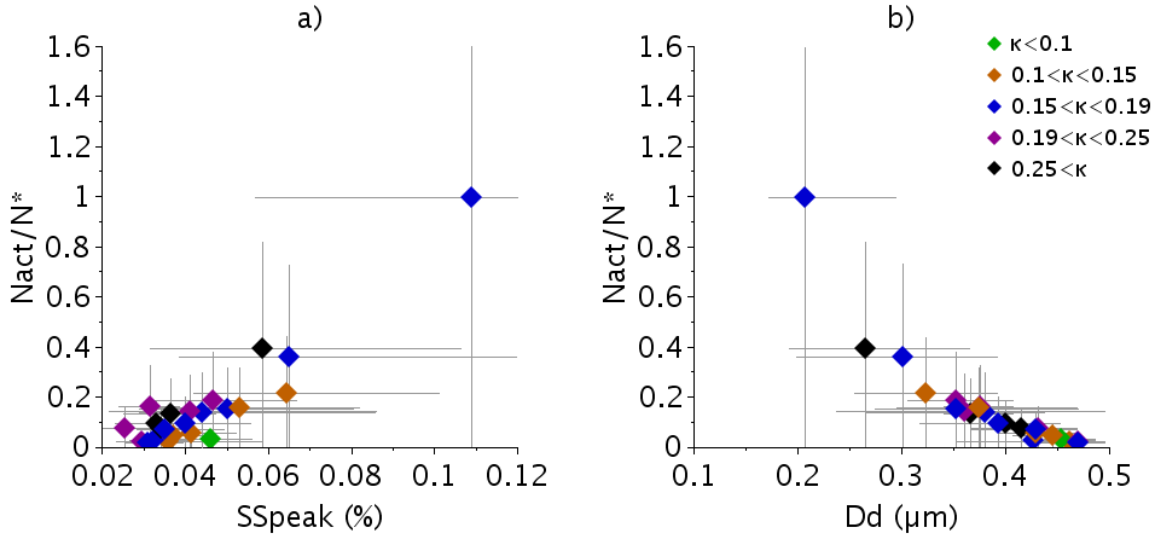
**Figure 7.** One hour wet number size distribution before the fog event resulting from the hygroscopic growth at RH=100 % of the dry distribution measured by the SMPS calculated with  $\kappa_{inf}$  (purple) and  $\kappa_{sup}$  (cyan) for case a) f6 and b) f20. The in-fog composite size distribution of Fig. 1 is superimposed (black). The solid lines represent mean values and the dashed lines mean  $\pm$  one standard deviation. The vertical segments indicate the mean values of  $D_w$  corresponding to each  $\kappa$  (solid color lines) and the extreme values (dashed lines).



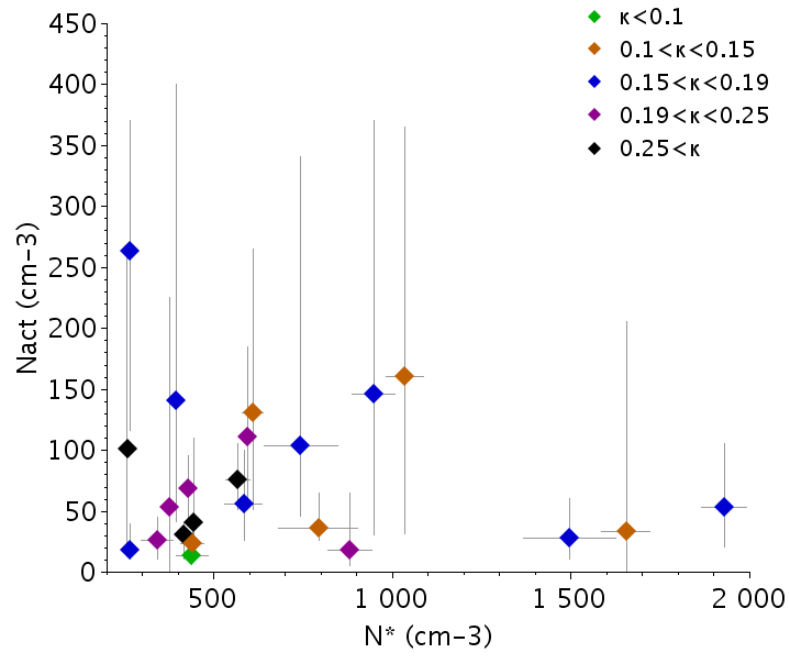
**Figure 8.** Hygroscopicity parameter  $\kappa$  as a function of the critical supersaturation for the 23 fog events. Diamonds correspond to mean values and error bars to uncertainty intervals.



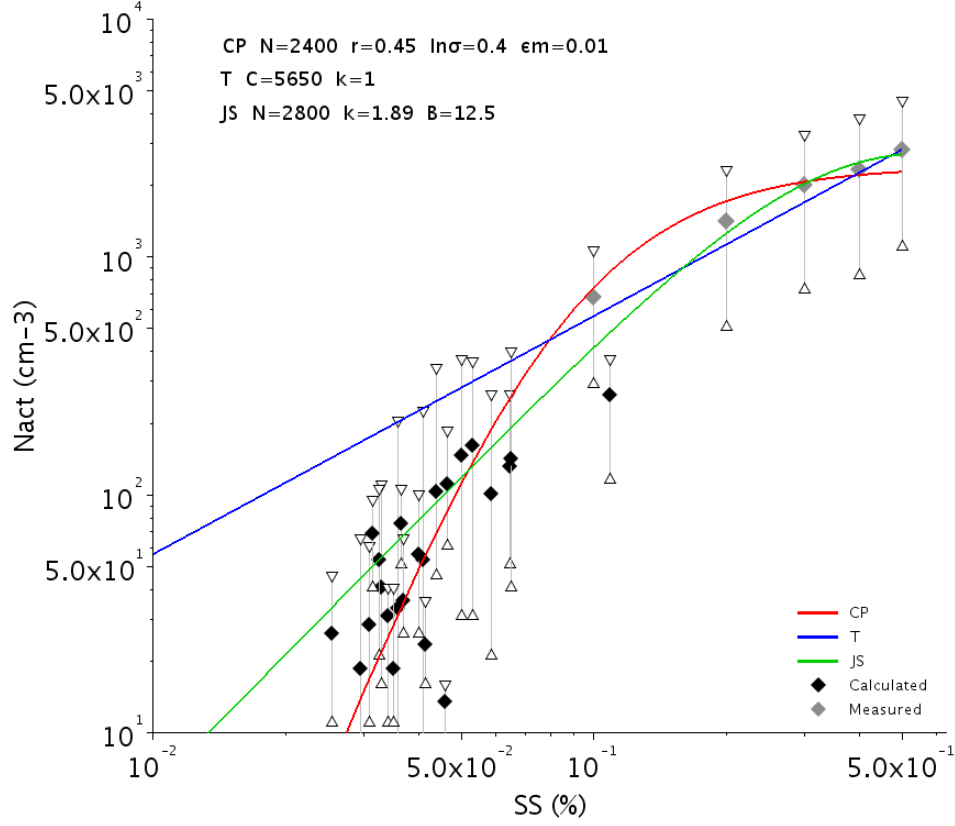
**Figure 9.** Number concentration of activated particles  $N_{act}$  as a function of a) the critical supersaturation, b) the dry critical diameter and c)  $\kappa$ , for the 23 fog cases. Diamonds correspond to mean values and error bars to uncertainty intervals. Same symbols as in Fig. 3.



**Figure 10.** Ratio of activated particles to concentration of aerosol particles with diameter > 200 nm for the 23 fog cases function of a) the critical supersaturation and b) the dry critical diameter. Diamonds correspond to mean values and error bars to uncertainty intervals. Color as a function of  $\kappa$  as indicated in the legend.

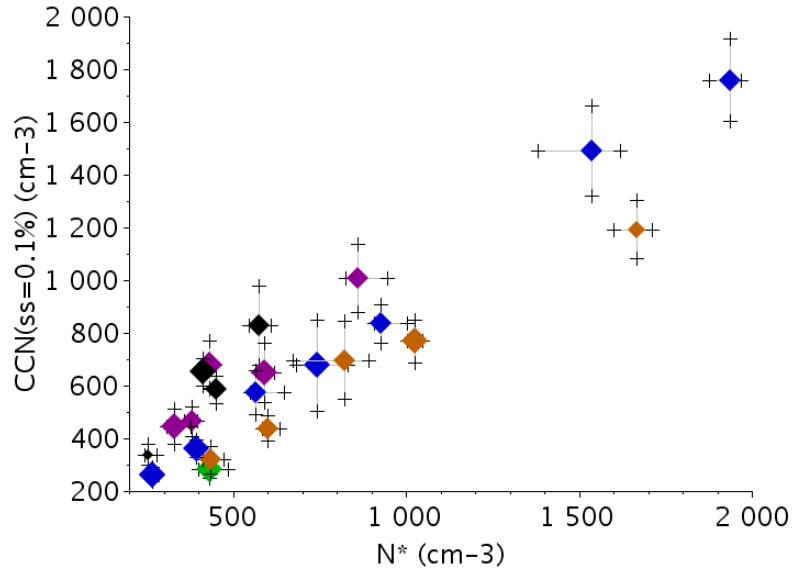


**Figure 11.** Number concentration of activated particles  $N_{act}$  as a function of  $N^*$  the concentration of aerosol particles with diameter  $> 200$  nm for the 23 fog events. For  $N^*$  diamonds correspond to median values and error bars to 25th-75th percentile intervals. Colour as a function of  $\kappa$  as indicated in the legend.

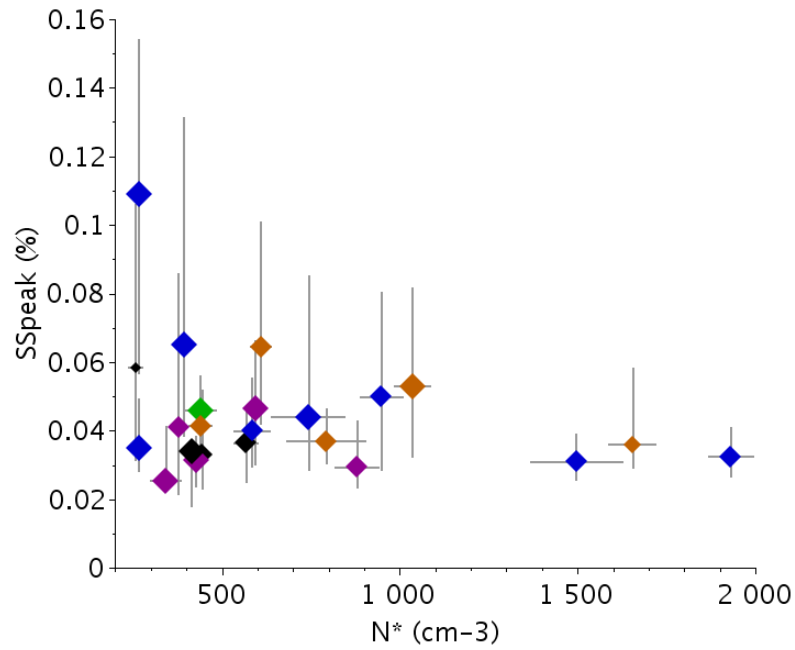


**Figure 12.** Number concentration of activated particles  $N_{act}$  as a function of the critical supersaturation for the 23 fog events (black) superimposed for the statistics of CCN chamber measurements (grey). For CCN measurements diamonds correspond to median values and error bars to 25th-75th percentile intervals. Colour lines correspond to fitted results of  $N_{CCN}=CS_{v,w}^k F(\mu, \frac{k}{2}, \frac{k}{2} + 1; -\beta S_{v,w}^2)$  (red),  $N_{CCN}=CS^k$  (blue) and  $N_{CCN}=N (1-\exp(-BS^k))$  (green), with parameters as indicated on the legend.

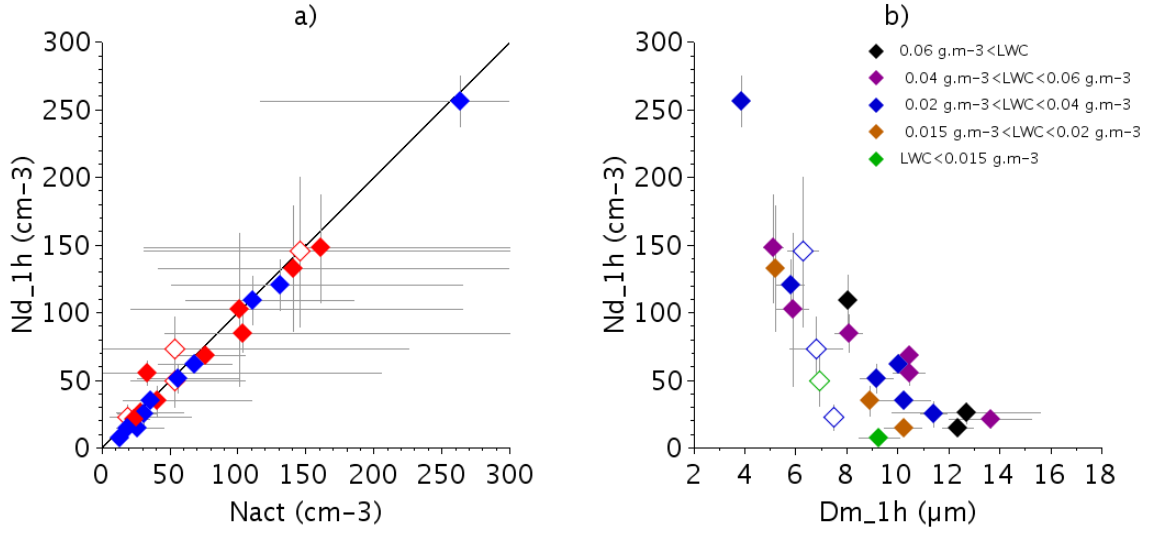




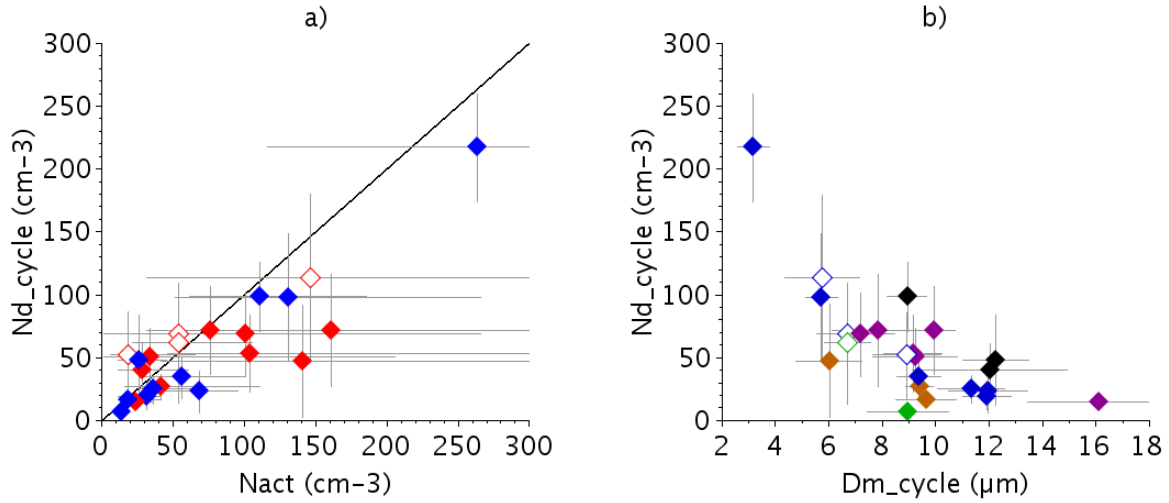
**Figure 13.** Median values for the 23 fog events of the number concentration measured by the CCN chamber at  $SS=0.1\%$  as a function of the concentration of aerosol particles with diameter  $> 200$  nm. Colour as a function of  $\kappa$  as in Fig. 11. Symbol size proportional to the mean diameter.



**Figure 14.** Critical supersaturation as a function of the concentration of aerosol particles with diameter > 200 nm for the 23 fog cases. Diamonds correspond to mean values and error bars to uncertainty intervals. Colour and size of symbols as in Fig. 13.



**Figure 15.** Droplet number concentration at the beginning of the fog for the 23 cases as a function of a) the activated particle concentration  $N_{act}$  and b) the mean fog diameter. Diamonds correspond to median values and error bars to 25th-75th percentile intervals. Symbol colors as a function of a) fog type as in Fig. 3 and b) LWC values as indicated on the legend.



**Figure 16.** Same as Fig. 15 except that statistics of  $Nd$ ,  $Dm$  and LWC are computed over the complete fog life cycle.

**Table 2.** List of fog events analysed here. Type RAD corresponds to radiation fog and STL to stratus lowering, "thick" to fog developed on the vertical, and "thin" to fog layer with top altitude lower than 18 m.  $N_a$  is the number concentration of aerosol particles derived from SMPS data. 25th, 50th and 75th percentiles are computed from the distribution of 5 minutes samples over the last hour before the fog beginning.  $N_{FM}$  is the droplet number concentration as measured by the FM-100 over the range [2-50]  $\mu\text{m}$ . Statistics of  $N_{FM}$  are computed with minute average data of samples with  $\text{LWC} > 0.005 \text{ g.m}^{-3}$  collected during the whole fog event.

Fog ID	Start time [UTC]	End time [UTC]	Type		$N_a$ ( $\text{cm}^{-3}$ )			$N_{FM}$ ( $\text{cm}^{-3}$ )		
			(1)	(2)	25th	50th	75th	25th	50th	75th
f1	16/11/10 2200	17/11/10 0540	RAD	thick	18868	20175	20625	52	67	80
f2	19/11/10 0540	19/11/10 1010	STL	thick	5877	6235	6783	30	51	73
f3	19/11/10 1540	19/11/10 1750	STL	thick	3540	4296	5213	5.3	6.3	7.4
f4	10/11/11 1800	11/11/11 1730	RAD	thick	10723	12602	13086	5.4	89	114
f5	15/11/11 0230	15/11/11 0940	RAD	thick	5703	6043	6285	45	60	75
f6	16/11/11 0110	16/11/11 1330	RAD	thick	7391	8188	9087	103	127	145
f7	16/11/11 1600	17/11/11 0010	STL	thick	7213	7648	8310	129	147	160
f8	18/11/11 0130	18/11/11 0410	RAD	thin	5245	5396	5447	71	85	112
f9	19/11/11 2200	20/11/11 0830	RAD	thin	13094	13587	14135	75	110	150
f10	21/11/11 2350	22/11/11 0810	RAD	thin	10160	10526	10737	87	123	156
f11	22/11/11 2050	22/11/11 2230	RAD	thin	15209	16290	19031	105	132	164
f12	23/11/11 0325	23/11/11 1005	RAD	thick	8920	9320	9723	87	115	157
f13	24/11/11 0620	24/11/11 1400	STL	thick	4770	5258	5586	18	33	55
f14	24/11/11 1610	24/11/11 1815	STL	thick	4180	4340	4566	19	33	48
f15	25/11/11 2140	26/11/11 1030	STL	thick	3328	3618	3762	45	68	121
f16	28/11/11 0630	28/11/11 1040	RAD	thick	9308	9618	11258	13	19	24
f17	16/11/12 2045	17/11/12 0920	STL	thick	9145	10051	11959	31	39	49
f18	20/11/12 0300	20/11/12 0910	RAD	thick	3108	3168	3410	16	26	44
f19	20/11/12 2015	20/11/12 2250	STL	thick	3198	3567	4282	39	62	84
f20	22/11/12 0315	22/11/12 0910	RAD	thick	4673	4780	4827	33	46	56
f21	30/11/12 1900	01/12/12 0245	RAD	thick	17791	18712	19151	42	63	87
f22	10/01/13 0215	10/01/13 0336	STL	thick	1975	2098	2273	21	36	64
f23	10/01/13 0500	10/01/13 0640	STL	thick	1904	1955	2009	24	29	33

**Table 3.** Activation properties of the 23 fog events : hygroscopicity parameters  $\kappa_{in,f}$  and  $\kappa_{sup}$ , mean values and uncertainty intervals of the dry diameter  $D_d$ , the wet diameter  $D_w$ , the supersaturation  $SS_{peak}$  and the number concentration of activated particles  $N_{act}$ . 5th, 25th, 50th, 75th and 95th percentiles of the distribution of the 23 cases are indicated on the last lines for each parameter.

Fog ID	$\kappa_{in,f}$	$\kappa_{sup}$	$D_d$ $\mu\text{m}$	$D_{di}$ $\mu\text{m}$	$D_{ds}$ $\mu\text{m}$	$D_w$ $\mu\text{m}$	$D_{wi}$ $\mu\text{m}$	$D_{ws}$ $\mu\text{m}$	$SS$ %	$SS_i$ %	$SS_s$ %	$N_{act}$ $\text{cm}^{-3}$	$N_{act,i}$ $\text{cm}^{-3}$	$N_{act,s}$ $\text{cm}^{-3}$
f1	0.11	0.16	0.46	0.35	0.50	4.24	2.56	5.14	0.04	0.03	0.06	33.5	1	206
f2	0.10	0.16	0.32	0.25	0.39	2.42	1.49	3.57	0.06	0.04	0.10	131	51	266
f3	0.06	0.12	0.45	0.44	0.49	3.31	2.66	4.25	0.05	0.04	0.06	13.5	6	16
f4	0.12	0.24	0.38	0.26	0.44	3.65	1.73	5.15	0.04	0.03	0.09	104	46	341
f5	0.20	0.35	0.4	0.32	0.45	4.83	2.89	6.56	0.03	0.02	0.05	41	16	111
f6	0.20	0.41	0.37	0.34	0.41	4.41	3.19	6.08	0.04	0.02	0.05	76	51	106
f7	0.14	0.28	0.35	0.31	0.41	3.46	2.27	5	0.05	0.03	0.07	111	61	186
f8	0.17	0.29	0.36	0.24	0.50	3.79	1.73	6.9	0.04	0.02	0.09	53.5	1	226
f9	0.14	0.25	0.47	0.39	0.50	5.22	3.43	6.37	0.03	0.02	0.04	18.5	6	66
f10	0.12	0.19	0.35	0.27	0.47	3.03	1.83	5.15	0.05	0.03	0.08	146	31	371
f11	0.13	0.20	0.43	0.42	0.49	4.67	3.59	5.63	0.03	0.03	0.04	53.5	21	106
f12	0.14	0.21	0.47	0.42	0.50	4.9	3.76	5.84	0.03	0.03	0.04	28.5	11	61
f13	0.17	0.22	0.34	0.24	0.38	3.25	1.73	4.04	0.05	0.04	0.09	106	71	281
f14	0.13	0.38	0.41	0.34	0.47	4.91	2.66	7.25	0.03	0.02	0.06	31	11	81
f15	0.19	0.31	0.43	0.37	0.47	5.15	3.54	6.6	0.03	0.02	0.04	21	11	46
f16	0.10	0.16	0.43	0.39	0.47	3.69	2.87	4.65	0.04	0.03	0.05	23.5	16	36
f17	0.12	0.18	0.45	0.41	0.47	4.15	3.23	4.97	0.04	0.03	0.05	36	26	66
f18	0.12	0.18	0.30	0.20	0.39	2.37	1.13	3.86	0.07	0.04	0.13	141	41	401
f19	0.13	0.22	0.39	0.34	0.44	3.82	2.66	5.02	0.04	0.03	0.06	56	26	101
f20	0.21	0.34	0.26	0.19	0.37	2.62	1.4	4.75	0.06	0.03	0.11	101	21	266
f21	0.10	0.16	0.37	0.29	0.47	3.03	1.85	4.67	0.05	0.03	0.08	161	31	366
f22	0.14	0.21	0.21	0.17	0.29	1.44	0.98	2.65	0.11	0.06	0.15	264	116	371
f23	0.14	0.21	0.43	0.37	0.47	4.27	3.03	5.33	0.04	0.03	0.05	18.5	11	41
5th	0.14	0.21	0.43	0.37	0.47	4.27	3.03	5.33	0.04	0.03	0.05	18.5	11	41
25th	0.12	0.18	0.35	0.25	0.41	3.03	1.73	4.65	0.03	0.02	0.05	28.5	11	66
50th	0.13	0.21	0.39	0.34	0.47	3.79	2.66	5.14	0.04	0.03	0.06	53.5	21	111
75th	0.17	0.29	0.43	0.39	0.49	4.67	3.19	6.08	0.05	0.03	0.09	111	46	281
95th	0.21	0.41	0.47	0.44	0.50	5.22	3.76	7.25	0.11	0.06	0.15	264	116	401

### 3.9 Conclusion

Dans ce chapitre, trois années de mesures de microphysique du brouillard ont été présentées. Ces mesures ont été réalisées sur le site du SIRTa durant les hivers de 2010 à 2013. Sur les 110 épisodes de brouillards recensés, 42 ont été analysés en terme d'évolution microphysique et 23 en terme d'activation. Les données de 4 instruments (FM-100, WELAS, CCNC et SMPS), localisés à 2.5 m du sol, ont été validées et exploitées. Une forte variabilité de la concentration de gouttelettes a été observée pour les épisodes considérés individuellement mais également entre les différents brouillards. Les distributions dimensionnelles sont également variées, ainsi des distributions dimensionnelles de gouttelettes à un mode et à deux modes ont été observées.

La variabilité interne à chaque épisode de brouillard est d'une part liée aux conditions dynamiques et thermodynamiques mais aussi à l'évolution de la microphysique. Ces conditions dynamiques et thermodynamiques semblent permettre le passage de l'état de nappe de brouillard à l'état développé sur la verticale. Il a été montré que le cycle de vie des brouillards évolue selon 4 phases qui sont déterminées selon l'évolution de la visibilité. La première phase correspond à la phase de formation, elle est très courte. Les deux phases suivantes correspondent à la phase mature du découpage classique du brouillard, elles sont séparées par un minimum de visibilité qui correspond à un minimum de température. C'est donc un effet de serre à la base du brouillard qui semble les séparer l'une de l'autre. La dernière phase correspond à la phase de dissipation. La dispersion sur la durée de ces 3 dernières phases est importante. Durant le cycle de vie du brouillard c'est principalement l'action simultanée des processus de activation/condensation et dé-activation/évaporation qui font évoluer la microphysique. La croissance de la concentration de gouttelettes durant la phase 2, même si elle est très faible, pourrait s'expliquer soit par la sédimentation des plus grosses gouttelettes et donc par la disparition de forts termes puits pour la sursaturation entraînant l'activation de plus petites gouttelettes, soit par la sédimentation de plus fortes concentrations de gouttelettes activées au sommet du brouillard. L'évolution est très rapide durant la première phase puis elle est plus lente, ce qui est principalement dû aux faibles sursaturations dans le brouillard. Cependant, on observe une augmentation simultanée de la concentration de gouttelettes et du contenu en eau liquide durant les deux premières phases des brouillards, et plus le diamètre effectif est important, plus l'augmentation de la concentration de gouttelettes est faible à augmentation du contenu en eau liquide égale. Le processus de collision-coalescence ou ce que Wendisch et al. (1998) appelle la « cannibalisation » (effet Bergeron pour les gouttelettes) semble également exister. Enfin, la durée de vie des brouillards paraît influencée par la microphysique. De façon globale pour les brouillards se dissipant après le lever du soleil, plus la concentrations de gouttelettes est importante plus leur durée de vie est grande.

La variabilité microphysique entre les différents épisodes s'expliquent d'une part par la variabilité sur la durée de phases entre les différents épisodes mais également par des concentrations et des distributions de gouttelettes différentes dès la formation du brouillard. Il a été montré que c'est principalement la valeur de la sursaturation qui détermine la concentration de gouttelettes à la formation. Toutefois des fortes concentrations de particules d'aérosols activables (dont le diamètre est supérieur au plus petit diamètre d'activation sec mesuré qui est de 200 nm) freinent les hausses de sursaturations. La fraction de particules d'aérosols activées dépend au second ordre de cette concentrations de particules d'aérosols activables, l'hygroscopicité n'intervient qu'au troisième ordre. À la formation du brouillard, une anti-corrélation est observée entre la concentrations de gouttelettes et leur diamètre médian, sauf pour les faibles contenus en eau liquide. Le processus d'activation impacte la structure du brouillard à sa formation. Sur 23 brouillards étudiés, la valeur médiane de la sursaturation critique est très faible (0.043 %). Les faibles valeurs de la sursaturation et son rôle fondamental pour l'activation dans le brouillard montre que son calcul doit être très précis pour étudier l'activation de façon numérique. En outre, une plus grande diminution sur la concentration

de gouttelettes est observée entre la formation et le cycle de vie des brouillards radiatifs que pour les brouillards issus d'un affaissement de stratus.

Ces mesures microphysiques ont été réalisées sur un seul point de mesure à 2.5 m du sol. Cependant, il est peu probable que ce point de mesure seul soit suffisant pour représenter la microphysique du brouillard dans son ensemble. Plusieurs points de mesure sur l'horizontale et sur la verticale seraient nécessaires pour valider son emploi. En outre, la hauteur des brouillards ainsi que la répartition verticale de la concentrations de gouttelettes et du contenu en eau liquide pourraient être des grandeurs très utiles pour mieux comprendre l'évolution des brouillards. C'est pourquoi, dans la suite de l'étude, des simulations numériques 3-D (en mode LES) sont effectuées afin de représenter le brouillard dans son ensemble. De plus, aucun lien explicite n'a été défini entre les données microphysiques expérimentales à 2.5 m et la durée de vie des brouillards. Un grand nombre d'autre processus physiques pouvant intervenir sur le cycle de vie du brouillard, l'utilisation de simulations numériques permet « d'isoler » l'action de la microphysique.





## Chapitre 4

# Utilisation du modèle Mésos-NH pour le brouillard

### Sommaire

4.1	Introduction . . . . .	127
4.2	Le modèle Mésos-NH . . . . .	128
4.3	Schéma de surface . . . . .	128
4.4	Schéma de turbulence . . . . .	129
4.5	Schéma microphysique . . . . .	130
4.6	Représentation des distributions d'eau nuageuse et d'eau de pluie . . .	137
4.7	Schéma de transfert radiatif . . . . .	139

*Ce chapitre présente le modèle atmosphérique non hydrostatique Mésos-NH qui est utilisé dans cette thèse en mode dit LES avec un schéma microphysique à deux moments pour la simulation de brouillard radiatif. une introduction présente les objectifs des simulations puis une description globale du modèle Mésos-NH est donnée, son utilisation en mode LES est explicitée, enfin les schémas microphysique et de transfert radiatif sont décrits.*

### 4.1 Introduction

La simulation numérique en configuration LES permet de modéliser le brouillard en 3D avec des configurations surfacique et atmosphérique et des paramétrisations physique modifiables. Ceci permet d'isoler les processus physiques les uns des autres et d'analyser leurs interactions. La configuration LES permet, quant à elle, de représenter finement l'action des tourbillons turbulents sur l'activation des particules d'aérosols en gouttelettes. Les simulations numériques permettent donc de poursuivre l'étude expérimentale, avec l'objectif de mieux caractériser la contribution de la microphysique au cycle de vie du brouillard, et de la distinguer des autres processus. On s'attachera également à évaluer l'impact de la surface hétérogène sur le brouillard.

Un seul cas de brouillard radiatif, ce qui correspond au type de brouillard majoritaire au SIRT, est simulé et analysé spatialement et temporellement. Il s'agit du brouillard du 15/11/11. Différents tests de sensibilité microphysique et non microphysique sont alors menés sur ce cas.

Les objectifs de la simulation numérique de ce cas de brouillard radiatif sont les suivants :

- Représenter la thermodynamique et la dynamique de ce cas.
- Reproduire les grandeurs microphysiques du brouillard ainsi que leur évolution de la manière la plus réaliste possible.

- Évaluer l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard au moyen de tests de sensibilité.
- Comparer le rôle de ce processus en regard des différents processus physiques impactant le cycle de vie du brouillard.

Le modèle numérique utilisé pour réaliser cette étude est le modèle Mésos-NH. Avant d'être utilisé, celui-ci doit être présenté de même que les paramétrisations principales concernant la modélisation du brouillard.

## 4.2 Le modèle Mésos-NH

Mésos-NH est un modèle non-hydrostatique à aire limitée qui a été développé conjointement par le Laboratoire d'Aérodynamique (UMR 5560 UPS/CNRS) et par le CNRM-GAME (UMR 3589 CNRS/Météo-France). Il est destiné à simuler les mouvements atmosphériques depuis l'échelle synoptique jusqu'à la micro-échelle (l'échelle de la turbulence). Une description détaillée du modèle est donnée par Lafore et al. (1998) et à l'adresse <http://mesonh.aero.obs-mip.fr/mesonh51>. Le modèle est non-hydrostatique, cela signifie que les fluctuations de pression sur la verticale sont autorisées et donc les accélérations verticales nécessaires à la représentation des processus convectifs. Cependant l'utilisation du système anélastique d'équations de Durran (1989) interdit aux fluctuations de pression d'atteindre le domaine acoustique. Une densité constante dans le temps et verticalement est ici supposée (approximation de Boussinesq), ce qui est adapté uniquement pour des études de couche limite. Les variables pronostiques sont : les composantes du vent  $u$ ,  $v$ ,  $w$ , la température potentielle  $\Theta$ , les rapports de mélange des différentes espèces microphysiques, l'énergie cinétique turbulente et les traceurs comme les concentrations microphysiques. Les composantes du vent sont transportées avec un schéma du 4<sup>ème</sup> ordre et les autres variables sont transportées avec le schéma PPM. Le schéma temporel est centré et de type saute-mouton. Afin d'augmenter l'efficacité numérique en augmentant le pas de temps, il est possible d'activer le schéma de transport WENO du 3<sup>ème</sup> ordre pour le vent associé à un schéma temporel décentré mais ce schéma est plus diffusif.

Le brouillard résulte de l'interaction de processus microphysiques, dynamiques, thermodynamiques et radiatifs. Les différentes paramétrisations jouant un rôle dans le cycle de vie du brouillard que sont la surface, la turbulence, le rayonnement et la microphysique sont décrites brièvement dans les paragraphes suivants.

## 4.3 Schéma de surface

SURFEX (pour Surface Externalisée) est un code couplé à Mésos-NH utilisé pour simuler les échanges atmosphère-surface (Masson et al., 2013). Il simule les bilans d'eau et d'énergie à la surface du sol et dans la couche limite de surface en interaction avec l'atmosphère (Arbres, bâti, ...) ainsi que les flux chimiques issus de la végétation. SURFEX découpe la surface en 4 types traités par les schémas suivants : ISBA (sols naturels, Noilhan et Planton (1989)), TEB (ville, Masson (2000)), SEA\_FLUX (mers et océans, Redelsperger et al. (2000)) et WATER\_FLUX (lacs, Salgado et Le Moigne (2010)). Dans cette étude, seul le schéma ISBA est utilisé. ISBA utilise 3 couches pour décrire le sol et la végétation (surface, zone racinaire et zone profonde) et évalue les flux turbulents de quantité de mouvement et de chaleur (sensible et latente) dégagés par la surface. Pour cela 7 variables pronostiques sont calculées : températures de surface, de sol racinaire et de sol profond ; contenus en eau de la surface, du sol racinaire et du sol profond et réservoir d'interception de la pluie par la végétation. Le réservoir d'interception contient le dépôt de rosée avant la formation du brouillard. Lorsque le brouillard est formé, il contient également l'eau sédimentée.

### Modélisation des obstacles

Les obstacles types arbres ou bâtiments créent une force de traînée contraire à l'écoulement, qui résulte en une diminution de la vitesse du vent et modifie la turbulence derrière l'obstacle. Les résolutions verticales de simulations LES sont assez fines pour représenter ces circulations explicitement. Afin de figurer l'effet de traînée dû aux obstacles sur la circulation, Méso-NH couplé à SURFEX utilise une approche de type force de traînée (Aumond et al., 2013), un terme additionnel est alors ajouté aux équations de quantité de mouvement dans l'atmosphère. Il est fonction d'un coefficient de traînée  $C_d$ , de la densité de surface de l'obstacle, si c'est un arbre, et de la hauteur de l'obstacle. Pour les arbres,  $C_d$  varie entre 0.1 et 0.3 (Zaïdi et al., 2013). Un terme supplémentaire de dissipation est également ajouté à l'équation pronostique de la turbulence. Plus de détails sont disponibles dans Aumond et al. (2013). Cette paramétrisation a également été utilisée dans Bergot et al. (2015a) pour représenter la traînée des bâtiments de l'aéroport Charles De Gaulle, mais avec un fort coefficient de traînée, correspondant à une très faible perméabilité des bâtiments.

## 4.4 Schéma de turbulence

Ce travail de thèse porte sur des simulations en mode dit LES de brouillards radiatifs. Les modèles LES sont des outils numériques adaptés à la simulation de processus atmosphériques à résolution spatiale très fine. Ils résolvent explicitement les tourbillons les plus énergétiques. Beare et Macvean (2004) ont ainsi montré qu'une résolution horizontale de 2m était nécessaire pour réaliser des LES de brouillard, les tourbillons en couche limite stable étant très petits. Dans un premier temps, les LES sont décrites, puis le schéma de turbulence utilisé est succinctement présenté.

### Large Eddy Simulation

La théorie de Kolmogorov (1942) stipule que, par des interactions non linéaires, l'énergie cinétique est transférée à partir des plus grosses structures tourbillonnaires vers les plus petites. Le phénomène se répète en cascade jusqu'aux plus petites structures dissipatives. Ces dernières, sous l'action de la viscosité, dissipent l'énergie reçue sous forme de chaleur. Les grosses structures tourbillonnaires reçoivent leur énergie directement de l'écoulement moyen. Les structures des plus grands tourbillons varient donc fortement selon l'écoulement considéré, alors que les petites ont un caractère plus général. Les simulations dites LES consistent donc à ne simuler explicitement que les échelles supérieures à une échelle de coupure, directement liée à la taille des mailles, située entre le domaine de la production d'énergie et celui de la dissipation, comme illustré sur la figure 4.1. La théorie de Kolmogorov fait en effet l'hypothèse d'une turbulence homogène et isotrope. La décomposition d'échelles s'effectue via un filtrage spatial. La grandeur filtrée est ainsi décomposée en deux parties, une partie résolue et une fluctuation sous-maille. La partie résolue est calculée explicitement par les équations de Navier-Stokes filtrées et la fluctuation sous-maille est paramétrée. Sa modélisation est effectuée à travers l'utilisation d'une viscosité turbulente, qui fait elle-même intervenir une longueur de mélange. Cette longueur de mélange rend compte du rayon d'action des structures turbulentes de plus grosses tailles. Elle peut être calculée de différentes manières. Pour les simulations LES, Méso-NH utilise la longueur de mélange de Deardorff (1972), qui correspond à la racine cubique du produit des dimensions de la maille, modifiée par la stabilité dans la zone d'entraînement au sommet de la couche limite.

### Traitement de la turbulence

Méso-NH dispose d'un schéma de turbulence qui paramétrise les écoulements sous-maille sur une gamme d'échelles allant des LES aux simulations à méso-échelle (Cuxart et al., 2000). Il est basé

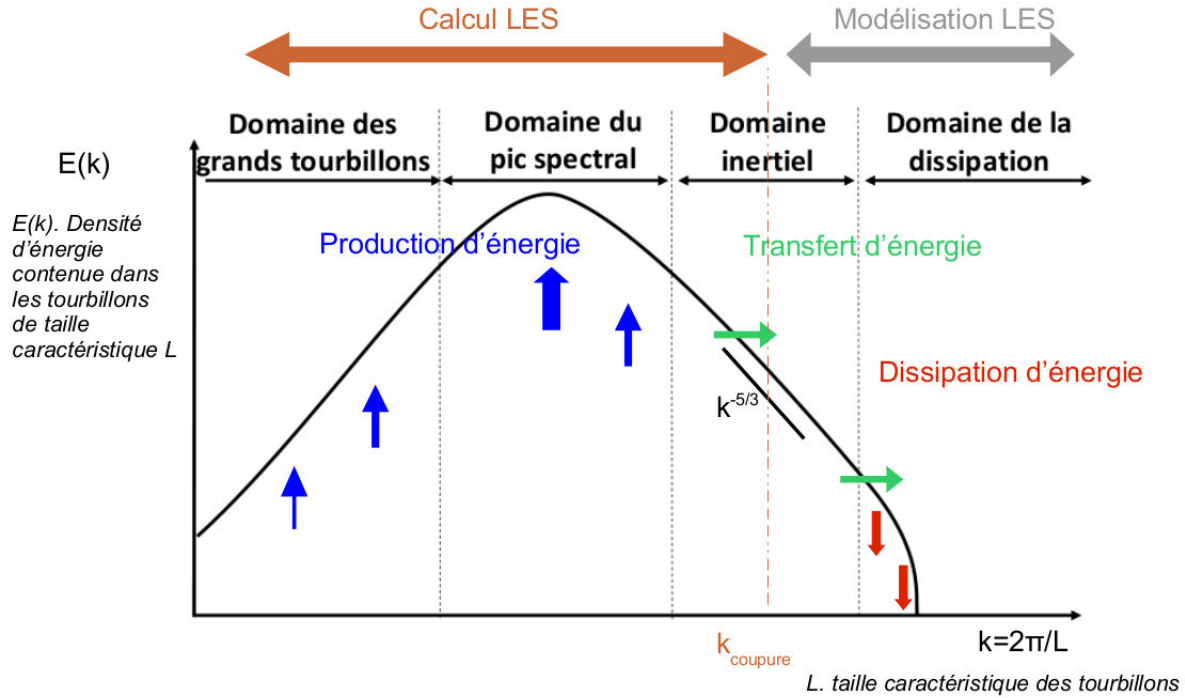


FIGURE 4.1 – Concept de la LES et mécanismes énergétiques associés à la théorie de Kolmogorov (1942). Adapté de Darbieu (2015).

sur le système complet d'équations pour les moments d'ordre deux (variance et flux turbulents) et suit le modèle de turbulence 3D développé par Redelsperger et Sommeria (1981), avec une fermeture d'ordre 1.5 incluant une TKE (Turbulent Kinetic Energy, en français énergie cinétique turbulente) pronostique. Ainsi, les variances pour la température potentielle et l'humidité ne sont pas pronostiques mais diagnostiquées à partir des quantités moyennes de la TKE (Turbulent Kinetic Energy). Les moments d'ordre deux sont divisés en une partie isotrope et une partie anisotrope. La partie isotrope est liée à l'équation pronostique de la TKE alors que la partie anisotrope nécessite des formulations diagnostiques pour les flux et variances.

L'équation pronostique de la TKE évolue selon un terme d'advection, un terme de production par cisaillement (production dynamique), un terme de production thermique, un terme de diffusion et un terme de dissipation. Ce terme de dissipation est paramétré suivant la théorie de Kolmogorov. La partie anisotrope des flux turbulents est définie en utilisant des coefficients d'échange turbulents qui font eux-même intervenir la longueur de mélange.

Le schéma de turbulence de Cuxart et al. (2000) est utilisé pour toutes les simulations effectuées dans cette thèse en utilisant la longueur de mélange de Deardorff (1972). Toutefois le schéma est plus adapté aux couches limites convectives ou neutres qu'aux situations stables, qui sont caractéristiques du brouillard. Une nouvelle paramétrisation pour la couche limite stable a été proposée récemment par Zilitinkevich et al. (2013), qui introduit une énergie potentielle turbulente permettant de « remonter » la cascade de Kolmogorov, mais elle n'est pas encore opérationnelle dans Més0-NH.

## 4.5 Schéma microphysique

Trois schémas microphysiques pour les nuages chauds sont implantés dans Més0-NH. Ce sont tous trois des schémas Bulk (ce qui signifie intégral) : contrairement aux schémas Bin, ils décrivent

les hydrométéores par des grandeurs intégrales sans considérer le détail de leur distribution dimensionnelle. On considère que, dans les volumes nuageux étudiés en modélisation de la microphysique, le nombre de particules est suffisamment grand pour que l'on puisse décrire la distribution de particule de manière probabiliste. La distribution dimensionnelle est ainsi représentée par une fonction continue qui correspond à la densité de concentration  $n(D)$  des particules de diamètre  $D$ . On définit par moment d'ordre  $p$  de la distribution dimensionnelle, la grandeur intégrale  $M_p$  s'écrivant de la façon suivante :

$$M_p = \int_0^\infty D^p n(D) dD \quad (4.1)$$

Le schéma développé par Kessler (1969), le plus simple des schémas implémentés dans Mésos-NH, est un schéma à un moment : il pronostique le contenu en eau nuageuse et le contenu en pluie ( $\sim M_3$ ). Les schémas développés par Cohard et Pinty (2000a) et Khairoutdinov et Kogan (2000) sont des schémas à deux moments : ils pronostiquent le contenu en eau nuageuse et en eau de pluie ( $\sim M_3$ ) ainsi que la concentration de gouttelettes nuageuses et de pluie ( $M_0$ ). Le schéma développé par Khairoutdinov et Kogan (2000) a été spécialement conçu pour la simulation numérique de stratocumulus, et a été implanté et validé dans Mésos-NH par Geoffroy (2007) sous le nom KHKO. C'est le schéma le plus à même de représenter la microphysique du brouillard, il est donc utilisé dans cette thèse. Le schéma de Cohard et Pinty (2000a) est quant à lui plus adapté aux cumulus, présentant de plus grosses gouttes de pluie.

Le schéma KHKO utilise 5 variables pronostiques :

- La concentration de particules d'aérosols activées ( $N_a$  ( $m^{-3}$ ))
- La concentration de gouttelettes nuageuses ( $N_c$  ( $m^{-3}$ ))
- La concentration de gouttes de bruine ( $N_r$  ( $m^{-3}$ ))
- Le rapport de mélange en eau nuageuse ( $r_c$  ( $kg.kg^{-1}$ ))
- Le rapport de mélange en eau précipitante ( $r_r$  ( $kg.kg^{-1}$ )).

Les équations de conservation pour ces variables pronostiques sont les suivantes :

$$\frac{\partial N_a}{\partial t} = \left[ \frac{\partial N_a}{\partial t} \right]_{PNM} + \left[ \frac{\partial N_a}{\partial t} \right]_{ACT} + \left[ \frac{\partial N_a}{\partial t} \right]_{EVAPC} \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{PNM} + \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{ACT} + \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{EVAPC} + \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{SEDC} + \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{AUTO} + \left[ \frac{\partial N_c}{\partial t} \right]_{ACCR} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial r_c}{\partial t} = \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{PNM} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{ACT} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{EVAPC} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{SEDC} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{AUTO} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{ACCR} + \left[ \frac{\partial r_c}{\partial t} \right]_{CONDC} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial N_r}{\partial t} = \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} \right]_{PNM} + \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} \right]_{EVAPR} + \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} \right]_{SEDR} + \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} \right]_{AUTO} + \left[ \frac{\partial N_r}{\partial t} \right]_{ACCR} \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial r_r}{\partial t} = \left[ \frac{\partial r_r}{\partial t} \right]_{PNM} + \left[ \frac{\partial r_r}{\partial t} \right]_{EVAPR} + \left[ \frac{\partial r_r}{\partial t} \right]_{SEDR} + \left[ \frac{\partial r_r}{\partial t} \right]_{AUTO} \quad (4.6)$$

PNM représente la contribution des Processus Non Microphysiques (advection, turbulence, ect.), ACT, SEDC, SEDR, AUTO, ACCR, CONDC, EVAPC et EVAPR correspondent aux contributions des processus uniquement microphysiques, c'est à dire respectivement, l'activation, la sédimentation

de l'eau nuageuse, la sédimentation de la bruine, l'autoconversion, l'accrétion, la condensation, l'évaporation de l'eau nuageuse et l'évaporation de la bruine.

On note que le schéma KHKO ne prend pas en compte la condensation de la vapeur d'eau sur les hydrométéores précipitants. Les contributions dues aux processus microphysiques sont paramétrées en fonction de variables pronostiques. Ces paramétrisations sont décrites dans les paragraphes suivants.

### Activation des particules d'aérosols (ACT)

L'activation, telle que paramétrée dans MésO-NH, ne peut se produire que si la vitesse verticale est supérieure à 1 cm/s. La vitesse verticale correspond à la somme des contributions résolue et sous-maille. La turbulence étant supposée isotrope, la contribution sous-maille est estimée par la racine carrée de 2/3 de la TKE. A la formation du brouillard, l'activation des CCN et la croissance par condensation des gouttelettes d'eau sont les processus dominants. Ces processus sont difficiles à modéliser explicitement car ils dépendent du calcul de la sursaturation ( $S$ ). Ce calcul est délicat en raison, d'une part, de la gamme de valeurs très variables de  $S$  (elle évolue entre 0.001% et 0.1% dans le brouillard), et d'autre part, parce qu'elle met en jeu de faibles échelles temporelles dues à la compétition entre condensation (qui l'absorbe) et équilibre thermodynamique instable (qui la provisionne).

La paramétrisation de l'activation des CCN suit le diagnostique et l'approche intégrale développée par Twomey (1959) et améliorée par Cohard et al. (1998) donnée en Eq. 2.14 et rappelée ci-dessous :

$$N_{\text{ccn}} = cS^k F(\mu, \frac{k}{2}, k/2 + 1, -\beta.S^2) \quad (4.7)$$

Cohard et al. (2000c) ont montré que les grandeurs  $C$ ,  $k$ ,  $\mu$  et  $\beta$  peuvent être paramétrées en fonction des caractéristiques de la distribution lognormale des aérosols, de leur solubilité et de leur composition chimique. Les paramètres  $C$ ,  $k$ ,  $\mu$  et  $\beta$  peuvent être exprimés en fonction des formules suivantes :

$$\frac{k}{k_0} = \left( \frac{\ln(\sigma)}{\ln(\sigma)_0} \right)^{\sigma_k^g} \quad (4.8)$$

$$\frac{\beta}{\beta_0} = \left( \frac{\bar{r}}{\bar{r}_0} \right)^{\alpha_{\bar{r}}^{\beta}} \exp(\alpha_{\sigma}^{\beta} \left( \frac{\ln(\sigma)}{\ln(\sigma)_0} - 1 \right) \left( \frac{\varepsilon_m}{\varepsilon_{m0}} \right)^{\alpha_{\varepsilon}^{\beta}} \left( \frac{T}{T_0} \right)^{\alpha_{\beta}^T}) \quad (4.9)$$

$$\frac{\mu}{\mu_0} = \left( \frac{\ln(\sigma)}{\ln(\sigma)_0} \right)^{\sigma_{\mu}^g} \quad (4.10)$$

$$N_{\text{CCN}}^{\text{max}} = \frac{C}{\beta^{k/2}} \frac{\Gamma(k/2 + 1) \Gamma(\mu - k/2)}{\Gamma(\mu)} \quad (4.11)$$

$\sigma$  et  $\bar{r}$  représentent respectivement l'écart-type géométrique et le rayon géométrique moyen de la distribution de particules d'aérosols.  $C$  est déduit de la concentration maximale d'aérosols activables.  $\varepsilon_m$  représente la solubilité moyenne de la population d'aérosols et module le terme de Raoult dans l'équation de Köhler, alors noté  $B_0$ , selon Cohard et al. (2000c) :

$$B = \varepsilon_m \cdot B_0 \quad (4.12)$$

où  $k_0$ ,  $\sigma_0$ ,  $\sigma_k^g$ ,  $\beta_0$ ,  $\bar{r}_0$ ,  $\alpha_{\bar{r}}^{\beta}$ ,  $\varepsilon_{m0}$ ,  $\alpha_{\varepsilon}^{\beta}$ ,  $T_0$ ,  $\alpha_{\beta}^T$ ,  $\mu_0$  et  $\alpha_{\mu}^g$  sont des coefficients dépendant de la masse d'air considérée. Cohard et al. (2000c) définissent deux masses d'air type pour ces paramètres, une continentale et l'autre maritime.

Les figures 4.2 et 4.3 permettent de visualiser l'impact des caractéristiques de la distribution d'aérosols et de la solubilité sur le spectre d'activation. En représentation log-log, une augmentation du rayon géométrique moyen de la distribution d'aérosols amène à une translation du spectre d'activation vers les faibles sursaturations (Fig.4.2a). Le même effet est observé pour la solubilité (Fig.4.3), alors qu'une augmentation de l'écart-type amène à une diminution de la pente du spectre d'activation (Fig.4.2b). Modifier la concentration totale de particules d'aérosols translate le spectre d'aérosols vers le haut si elle augmente et vers le bas si elle diminue.

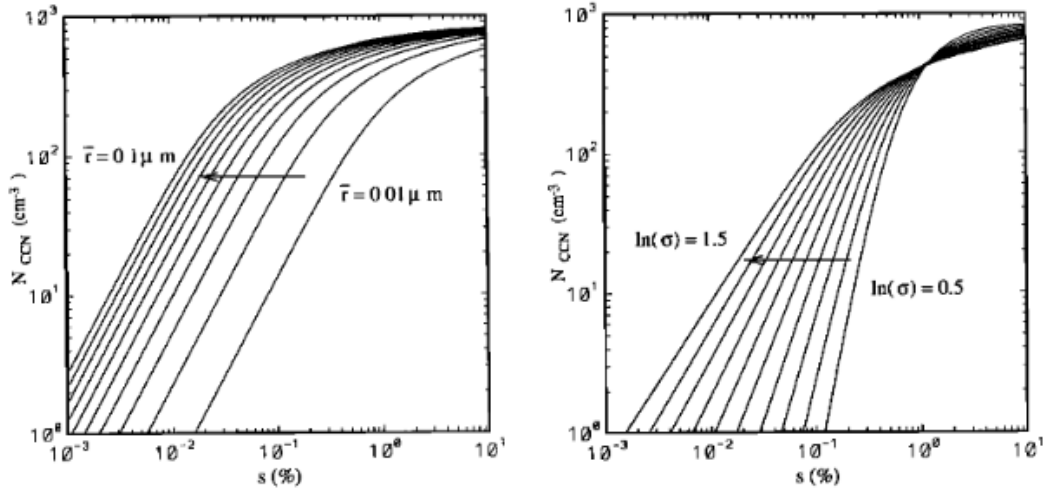


FIGURE 4.2 – Dépendance du spectre d'activation à la distribution d'aérosols pour une masse d'air continentale, figure tirée de Cohard et al. (2000c).

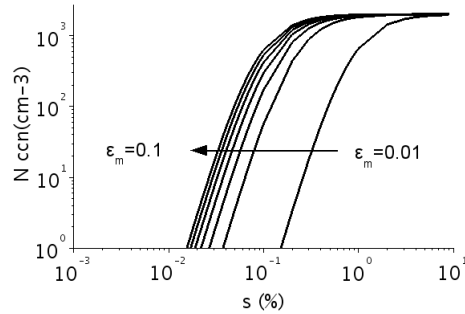


FIGURE 4.3 – Dépendance du spectre d'activation à la solubilité de la population d'aérosols.

En substituant  $S$  par  $S_{\max}$  dans l'équation 4.7, une estimation de la concentration de particules activables est donnée, l'expression de  $S_{\max}$  étant donnée par l'équation 2.15. Une fois le maximum de saturation atteint par la masse d'air considérée, il faut attendre une valeur de sursaturation plus importante pour activer des CCN supplémentaires. Il faut donc mémoriser la sursaturation maximale ou plutôt la concentration de CCN activés tout au long de la simulation. Cohard et al. (2000c) ont donc introduit la variable pronostique  $N_a$ , qui représente la concentration de CCN activés à l'instant  $t$  :

$$N_a(t) = \max(N_a(t - dt), N_{CCN}(t)) \quad (4.13)$$

Le terme  $N_a(t - dt)$  correspond à la concentration de CCN activés au pas de temps précédent et le terme  $N_{CCN}(t)$  est la concentration de CCN activés à l'instant  $t$ . La valeur de  $N_{CCN}(t)$  provient du schéma d'activation de Cohard et al. (2000c). La concentration de gouttelettes nuageuses

nouvellement activées  $(\partial N_c / \partial t)_{ACT}$  correspond à la différence entre le nombre de CCN activables dans une maille au temps  $t$ , selon le schéma de Cohard et al. (2000c), et le nombre de CCN déjà activés dans la même maille au pas de temps d'avant. La concentration de gouttelettes formées par l'activation s'écrit donc :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{ACT} = \max(0, N_{CCN}(t) - N_a(t - dt)) / \Delta t \quad (4.14)$$

### Processus réversibles de condensation/évaporation (CONDC/EVAPC)

Les processus réversibles de condensation/évaporation sont traités implicitement par un ajustement à la saturation (Cohard et Pinty, 2000a). A chaque pas de temps on suppose que toute la masse de vapeur d'eau sursaturée dans une maille est instantanément condensée. Le même procédé est appliqué pour l'évaporation. Cet ajustement est valable pour des nuages proches de l'équilibre thermodynamique, c'est à dire pour des sursaturations inférieures à 1%. Le taux de condensation est obtenu en résolvant l'équation de la première loi de la thermodynamique :

$$(T - T^*) + \frac{L_v(T)}{C_{ph}}(r_s(T) - r_v^*) = 0 \quad (4.15)$$

où  $T^*$  et  $r_v^*$  sont les valeurs de température et de rapport de mélange en vapeur d'eau après intégration de tous les autres processus explicites.  $r_s(T)$  est le rapport de mélange en vapeur d'eau saturant,  $L_v(T)$  est la chaleur latente de vaporisation et  $C_{ph}$  la capacité calorifique de l'air nuageux. Le taux de condensation est donné par l'équation :

$$\left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{CONDC} = \max(-r_c, r_v^* - r_s(T)) / \Delta t \quad (4.16)$$

Le schéma de condensation/évaporation utilisé au cours de la thèse est un schéma tout ou rien, les mailles sont soit totalement nuageuses, soit totalement claires. Ceci n'est pas nécessairement le cas aux frontières du système nuageux. Toutefois les résolutions spatiales du mode LES sont suffisamment fines pour accepter cette hypothèse.

### Processus d'évaporation pour l'eau précipitante (EVAPR)

Le taux d'évaporation d'une population de gouttelettes chutant dans un environnement sous-saturé est donné par :

$$\left(\frac{\partial r_r}{\partial t}\right)_{EVAPR} = 3C_{evap}G(T, P)(4\pi\rho_w/3\rho_a)^{2/3}r_r^{1/3}N_r^{2/3}S \quad (4.17)$$

où  $G(T, P)$  correspond au coefficient de l'équation de croissance des gouttelettes par condensation (Khairoutdinov et Kogan, 2000). Le paramètre  $C_{evap}$  est constant et vaut 0.86, son incertitude est estimée à 15-20%. Le taux d'évaporation sur la concentration des gouttes de bruine est exprimé selon (Khairoutdinov et Kogan, 2000) :

$$\left(\frac{\partial N_r}{\partial t}\right)_{EVAPR} = \frac{N_r}{r_r} \frac{\partial r_r}{\partial t} \frac{EVAPR}{\frac{\pi\rho_w}{6\rho_a}D_r^3} \quad (4.18)$$

### Processus de collection : autoconversion (AUTO) et accréation (ACCR)

L'autoconversion est le processus qui initialise le spectre d'hydrométéore précipitant. Khairoutdinov et Kogan (2000) le paramétrisent, à partir d'un grand nombre de LES, en fonction de la



concentration de gouttelettes nuageuses et du rapport de mélange en eau nuageuse selon l'expression suivante :

$$\frac{\partial r_r}{\partial t}_{\text{AUTO}} = 1350 r_c^{2.47} N_c^{-1.79} = -\frac{\partial r_c}{\partial t}_{\text{AUTO}} \quad (4.19)$$

Le terme source pour la concentration en gouttes de pluie est calculé en considérant que toutes les gouttelettes d'eau collectées ont un diamètre  $D_0$  de 50  $\mu\text{m}$ . KHKO ne considère pas la condensation sur les gouttes de pluie.

$$\frac{\partial N_r}{\partial t}_{\text{AUTO}} = \frac{(\frac{\partial r_r}{\partial t})_{\text{AUTO}}}{\frac{\pi \rho_w}{6 \rho_a} D_0^3} \quad (4.20)$$

L'accrétion représente la collection des gouttelettes nuageuses par les gouttes de pluie. Elle induit une augmentation de la masse des gouttes de pluie et une diminution de la masse des gouttelettes nuageuses, mais comme ce sont les gouttes de pluie qui collectent les gouttelettes nuageuses, la concentration des gouttes de pluie reste constante alors que celle des gouttelettes nuageuses diminue. Khairoutdinov et Kogan (2000) la paramétrisent en fonction des rapports de mélange en eau nuageuse et en gouttes de pluie.

$$\frac{\partial r_r}{\partial t}_{\text{ACCR}} = 67 (r_c r_r)^{1.15} = -\frac{\partial r_c}{\partial t}_{\text{ACCR}} \quad (4.21)$$

L'évolution de la concentration des gouttelettes nuageuses par autoconversion et accrétion est paramétrée en fonction du diamètre volumique de la distribution de gouttelettes,  $D_{vc}$  :

$$\frac{\partial N_c}{\partial t}_{\text{AUTO/ACCR}} = -\frac{(\frac{\partial r_r}{\partial t})_{\text{AUTO/ACCR}}}{\frac{\pi \rho_w}{6 \rho_a} D_{vc}^3} \quad (4.22)$$

On note que le schéma KHKO ne prend pas en compte la self-collection des gouttes de pluie. La dimension de ces dernières est supposée être trop faible pour que ce processus ait un impact sur l'évolution de  $N_r$ . La self-collection des gouttelettes nuageuses est également négligée.

### Processus de sédimentation de l'eau précipitante (SEDR)

Les flux de sédimentation de la concentration  $N$ ,  $F_N$  (en  $\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) et le flux de sédimentation du contenu en eau liquide  $r F_w$  (en  $\text{kg}^{-2}.\text{m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ) s'écrivent respectivement de la façon suivante :

$$F_N = \int_0^\infty V(r) n(r) dr \quad (4.23)$$

$$F_r = \frac{4\pi}{3} \rho_e \int_0^\infty r^3 V(r) n(r) dr \quad (4.24)$$

où  $V$  représente la vitesse de chute d'une particule de rayon  $r$ . Pour paramétrer les vitesses de sédimentation du rapport de mélange et de la concentration en eau précipitante, Khairoutdinov et Kogan (2000) proposent les expressions suivantes :

$$V_{nr} = 0.0035 D_r - 0.1 \quad (4.25)$$

$$V_{r_r} = 0.006D_r - 0.2 \quad (4.26)$$

où  $D_r$  est le diamètre volumique moyen de la distribution de gouttes de pluie. Ces vitesses de sédimentation permettent de calculer les flux de sédimentation :

$$F_{n_r} = V_{n_r} N_r \quad (4.27)$$

$$F_{r_r} = V_{r_r} r_r \quad (4.28)$$

Les taux de sédimentation pour  $N_r$  et  $r_r$  s'écrivent alors :

$$\left(\frac{\partial N_r}{\partial t}\right)_{\text{SEDR}} = \frac{\partial F_{N_r}}{\partial z} \quad (4.29)$$

$$\left(\frac{\partial r_r}{\partial t}\right)_{\text{SEDR}} = \frac{\partial F_{r_r}}{\partial z} \quad (4.30)$$

### Processus de sédimentation de l'eau nuageuse (SEDC)

Le calcul de la sédimentation dans le brouillard est effectué en supposant une loi de Stokes ( $v = kr^2$ ) pour la vitesse de chute des gouttelettes corrigée par le facteur de Cunningham. Les flux de sédimentation s'écrivent alors :

$$F_N = \int_0^\infty kr^2 n(r) dr \quad (4.31)$$

$$F_{r_l} = \frac{4\pi}{3} \rho_w \int_0^\infty kr^5 V(r) n(r) dr \quad (4.32)$$

KHKO utilise la loi Gamma pour représenter la distribution des gouttelettes, les flux de sédimentation deviennent :

$$F_{N_c} = k_1 N_c D_c^2 \frac{\Gamma(\nu_c + \frac{2}{\alpha_c})}{\Gamma(\nu_c + \frac{3}{\alpha_c})^{2/3}} \Gamma(\nu_c)^{-1/3} \quad (4.33)$$

$$F_{r_c} = k_2 N_c D_c^5 \frac{\Gamma(\nu_c + \frac{5}{\alpha_c})}{\Gamma(\nu_c + \frac{3}{\alpha_c})^{5/3}} \Gamma(\nu_c)^{2/3} \quad (4.34)$$

où  $D_c$  est le diamètre volumique moyen des gouttelettes.  $\Gamma$  est la fonction gamma.  $\alpha_c$  et  $\nu_c$  sont les paramètres de la loi gamma généralisée qui est explicitée dans la section suivante.  $k_1$  et  $k_2$  sont issus de la loi de Stokes. Ils sont calculés en fonction de la pression, de la température et du diamètre des gouttelettes. A noter cependant que les températures pour lesquelles ils ont été calculés (20°C) ne sont pas représentatives des brouillards observés au SIRTa (~2°C). Les valeurs considérées pour le brouillard sont de 7.5% supérieures aux valeurs initiales de KHKO. Les taux de sédimentation pour  $N_r$  et  $r_r$  s'écrivent :

$$\left(\frac{\partial N_c}{\partial t}\right)_{\text{SEDR}} = \frac{\partial F_{N_c}}{\partial z} \quad (4.35)$$

$$\left(\frac{\partial r_c}{\partial t}\right)_{\text{SEDR}} = \frac{\partial F_{r_c}}{\partial z} \quad (4.36)$$

## 4.6 Représentation des distributions d'eau nuageuse et d'eau de pluie

KHKO décrit les hydrométéores par des grandeurs intégrales sans considérer le détail de leur distribution dimensionnelle. Deux moments sont pronostiqués pour l'eau nuageuse et l'eau de pluie : ce sont le contenu en eau liquide et la concentration de gouttelettes/gouttes. Une valeur seuil est définie pour séparer ces deux populations, pour KHKO il s'agit du diamètre 50  $\mu\text{m}$ .

Les différents moments de la distribution de gouttelettes sont utilisés pour paramétrer les processus physiques qui gouvernent l'évolution des gouttelettes, l'ordre 1 pour le calcul du rayon intégral qui intervient dans l'équation d'évolution de la sursaturation, l'ordre 2 pour le calcul de la sédimentation et l'extinction lumineuse, l'ordre 5 pour la sédimentation. Ces moments sont diagnostiqués à partir des pronostiques de moments d'ordre 1 et 3. KHKO suppose que chaque mode (gouttelettes/gouttes) suit une loi Gamma généralisée. Elle prend la forme suivante :

$$n_i(D) = N_i \frac{\alpha_i}{\Gamma(\nu_i)} \lambda_i^{\alpha_i \nu_i} D^{\alpha_i \nu_i - 1} \exp(-(\lambda_i D)^{\alpha_i}) \quad (4.37)$$

et

$$\lambda_i = \left( \frac{\pi}{6} \rho_w \frac{\Gamma(\nu_i + 3/\alpha_i)}{\Gamma(\nu_i)} \frac{N_i}{\rho_a r_i} \right)^{1/3} \quad (4.38)$$

où les index  $i$  sont soit  $c$  (eau nuageuse), soit  $r$  (eau de pluie).  $\alpha_i$  et  $\nu_i$  sont les paramètres de la loi Gamma généralisée.

Pour l'eau de pluie, Geoffroy (2007) considère  $\alpha_r = 1$  et  $\nu_r = 2$ . Concernant l'eau nuageuse, Geoffroy (2007) a ajusté les valeurs de  $\alpha_c$  et  $\nu_c$  en utilisant les mesures de distributions de gouttelettes de stratocumulus effectuées durant la campagne ACE-2 qui s'est intéressée à des couches limites maritimes. Il n'y a à priori aucune raison pour que les distributions de gouttelettes dans les brouillards et celles des stratocumulus marins soient représentées par la même loi, puisque les contenus en eau liquide et les concentrations de gouttelettes rencontrées diffèrent. Ces valeurs doivent donc être réajustées pour le brouillard et les mesures de la campagne PréViBoss nous permettent de réajuster ces coefficients statistiquement.

Il s'agit en fait d'ajuster les moments de la distribution Gamma puisque ce sont eux qui régissent la microphysique. On recherche donc les valeurs de  $\alpha_c$  et  $\nu_c$  qui représentent au mieux les moments d'ordre 1, 2 et 5 pour les distributions de gouttelettes.

Les distributions d'aérosols hydratés et de gouttelettes sont données par les mesures conjointes du WELAS et du FM-100 sur la gamme de diamètre [0.96-50]  $\mu\text{m}$ . La figure 4.4 illustre, avec le cas du 15/11/11, un exemple de distribution mesurée par ces instruments.

Sur les différents cas, un ou deux modes sont observés sur les distributions mesurées par le FM-100. Ils correspondent aux gouttelettes et sont situés autour de 10  $\mu\text{m}$  et 25  $\mu\text{m}$ . Toutefois, comme l'illustre la figure 4.4, aucune séparation nette ne distingue les particules d'aérosols hydratées des gouttelettes, contrairement aux distributions granulométriques de stratocumulus. Ceci est dû aux très faibles sursaturations dans le brouillard qui freinent la croissance par condensation des gouttelettes. Elias et al. (2015), en approximant les distributions de particules d'aérosols hydratées et de gouttelettes par deux lognormales, déterminent un diamètre de transition entre les distributions. Il est centré sur la classe [6-8]  $\mu\text{m}$  du FM-100, ce qui correspond au minimum local sur la figure 4.4. Pour calculer les moments de la distribution de gouttelettes, les mesures du FM-100 à partir de 6  $\mu\text{m}$  sont utilisées. On cherche ensuite les coefficients  $\alpha_c$  et  $\nu_c$  qui minimisent l'écart-type des erreurs relatives entre les moments mesurés et ceux analytiques (Geoffroy, 2007). Cet écart-type permet de donner une valeur quantitative quant à la justesse de la représentation de la grandeur  $M_p$ . Pour

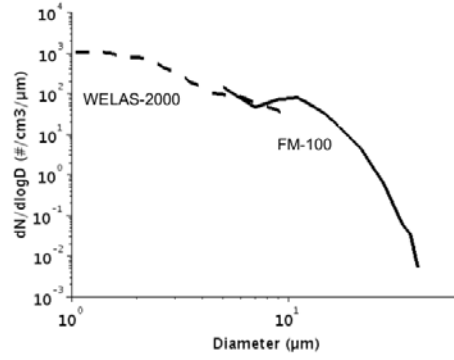


FIGURE 4.4 – Distribution d’aérosols hydratés et de gouttelettes, brouillard du 15/11/11, distribution moyennée sur la période [0400-0500] UTC.

chaque spectre mesuré, on évalue l’erreur relative  $E(M_p)$ , définie comme :

$$E(M_p) = \frac{E_p^{\text{analytique}} - E_p^{\text{mesure}}}{E_p^{\text{mesure}}}, p \in [1, 2, 5] \quad (4.39)$$

L’écart-type des erreurs relatives  $\sigma(E(M_p))$ , effectué sur une grandeur  $M_p$ , est défini comme :

$$\sigma(E(M_p)) = \sqrt{\frac{\sum (E(M_p))^2}{N_{\text{spectre}}}} \quad (4.40)$$

Cette étude est réalisée sur les brouillards développés ne présentant qu’un seul mode de gouttelettes. Les écart-types sont calculés sur des moyennes de 5 minutes sur toute la durée des épisodes. Les mesures de 24 brouillards sont analysées, ce qui représente 1018 spectres. Ne sont considérées que les concentrations en gouttelettes au dessus de 5  $\text{part.cm}^{-3}$ . La figure 4.5 présente l’évolution de l’écart-type des erreurs relatives en fonction de  $\nu$ , obtenue sur cet échantillon.

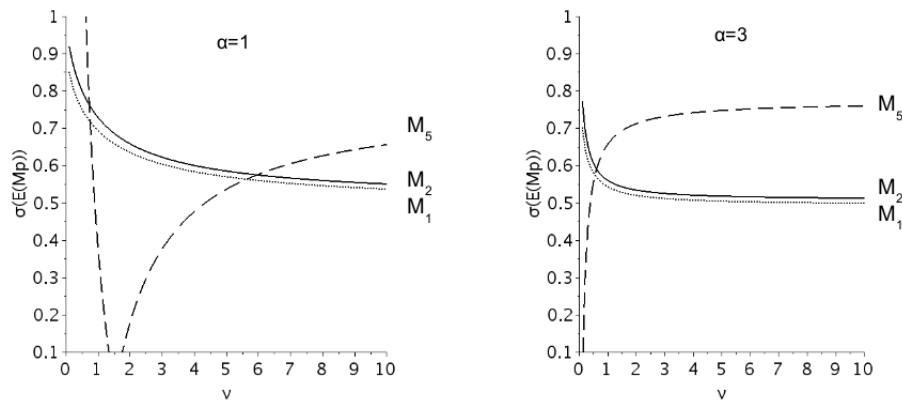


FIGURE 4.5 – Ecart-type des erreurs relatives effectuées sur les moments d’ordre 1, 2 et 5 fonction de  $\nu$  pour  $\alpha = 1$  à gauche et  $\alpha = 3$  à droite, sur l’échantillon des 24 cas de brouillards (1018 spectres).

Pour  $\alpha = 1$  ( $\alpha = 3$ ), la valeur  $\nu = 6$  ( $\nu = 0.7$ ) minimise conjointement  $\sigma(E(M_1))$ ,  $\sigma(E(M_2))$  et  $\sigma(E(M_5))$ . La figure 4.6 compare les distributions dimensionnelles obtenues avec les lois gamma ( $\alpha = 1$ ,  $\nu = 6$ ) et ( $\alpha = 3$ ,  $\nu = 0.7$ ), les mesures expérimentales y sont illustrées pour le cas du 15/11/11. La distribution obtenue avec ( $\alpha = 1$ ,  $\nu = 6$ ) représente un diamètre modal faible, alors que pour les différentes distributions, il est centré autour de 10  $\mu\text{m}$ . La distribution obtenue avec ( $\alpha = 3$ ,

$\nu = 0.7$ ) sous-estime les plus fortes concentrations mesurées sur le diamètre modal. En augmentant la valeur de  $\nu$  jusqu'à 8 pour  $\alpha = 1$ , ce qui revient à diminuer légèrement  $\sigma(E(M_1))$  et  $\sigma(E(M_2))$  et à augmenter légèrement  $\sigma(E(M_5))$ , on retrouve un diamètre modal et des concentrations plus représentatives. Une plus grande attention est donc portée sur  $M_1$  que sur  $M_5$ , ce qui se justifie par le fait que cette étude porte principalement sur l'activation des particules d'aérosols. La sédimentation de l'eau nuageuse est donc légèrement sous-estimée.

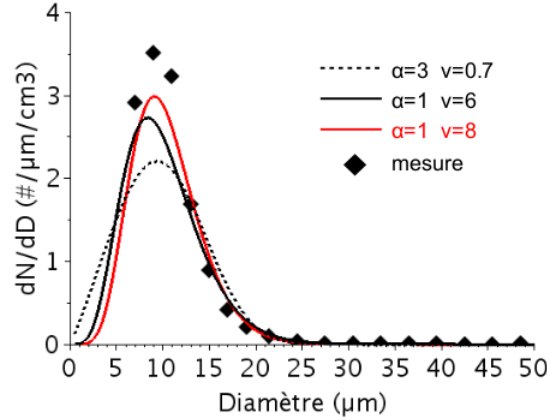


FIGURE 4.6 – Représentation de plusieurs distributions dimensionnelles pour la loi gamma pour plusieurs valeurs de  $\nu$  et  $\alpha$  pour le brouillard du 15/11/11, distribution moyennée sur la période [0400-0500] UTC.

Cette étude nous a permis de déterminer les valeurs de  $\alpha$  et  $\nu$  qui permettent de représenter au mieux, avec une loi Gamma généralisée, les distributions de gouttelettes mesurées au SIRTa.  $\alpha=1$  et  $\nu=8$  sont ainsi fixés comme paramètres de la loi Gamma généralisée pour la simulation du cas de brouillard du 15/11/11 dans cette thèse.

La loi Gamma ajustée pour le brouillard permet ainsi de représenter la distribution granulométrique des brouillards à un mode, mais elle ne permet pas de rendre compte du second mode de gouttelettes souvent observé dans le brouillard. Ce mode étant en dessous de 50  $\mu\text{m}$ , il ne rentre pas dans la catégorie eau de pluie. De plus, ne connaissant pas encore les raisons de sa formation, nous ne pouvons pas supposer qu'il agit comme un mode de coalescence, ce qui est le cas des gouttes de pluie. En outre dans un premier temps, la catégorie pluie n'est pas prise en compte dans les simulations de brouillard.

## 4.7 Schéma de transfert radiatif

Méso-NH utilise le code du Centre européen pour les prévisions météorologiques à moyen terme (CEPMET) pour traiter le transfert radiatif (Fouquart et Bonnel, 1980; Morcrette et Fouquart, 1986). Ce code est un modèle radiatif 1D qui néglige l'interaction entre les colonnes. Les flux radiatifs (montants et descendants) sont calculés en prenant en compte les processus d'absorption/émission du rayonnement infrarouge thermique et les processus de réflexion, de diffusion et d'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère et la surface. Le schéma radiatif a pour objectif le calcul du flux radiatif total net qui sert à évaluer les variations de température dues au rayonnement :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{g}{C_{ph}} \frac{\partial F}{\partial p} \quad (4.41)$$

où  $F$  est le flux total net, somme des flux solaire (ou shortwave SW) et tellurique (ou longwave LW) pour les flux montants et descendants et  $C_{ph}$  est la capacité calorifique à pression constante pour

l'air nuageux.

Le calcul des flux SW et LW nécessite le calcul de certaines propriétés optiques des nuages. Pour le rayonnement SW, il s'agit de l'épaisseur optique, du facteur d'asymétrie et de l'albédo de simple diffusion des particules. Pour le rayonnement LW, les propriétés optiques des nuages sont liées à l'émissivité et à l'épaisseur optique. Dans notre cas de microphysique chaude, elles dépendent du LWP (Contenu en eau liquide intégré sur la verticale) et du rayon effectif. Le rayon effectif est le paramètre le plus représentatif des propriétés optiques d'une distribution de gouttelettes selon Hansen et Travis (1974). Ce dernier est défini par le rapport du moment d'ordre 3 de la distribution de gouttelettes sur celui d'ordre 2.

Dans cette étude, le calcul des flux SW est basé sur le schéma développé par Fouquart et Bonnel (1980) qui considère 6 bandes spectrales, il prend en compte l'absorption et la diffusion du rayonnement solaire par les particules d'aérosols, les gaz et les gouttelettes nuageuses. Les propriétés optiques SW des gouttelettes nuageuse se réfèrent à Malavelle (Note CNRM) : elles calculent l'épaisseur optique suivant Savijärvi et Räisänen (1998), le facteur d'asymétrie suivant Fouquart et Bonnel (1980) et l'albédo de diffusion simple selon Slingo (1989). Le calcul des flux LW est, basé sur le schéma Rapid Radiation Transfer Model (RRTM) qui est actuellement opérationnel au CEPMMT (Mlawer et al., 1997). Les propriétés optiques LW de l'eau nuageuses sont calculées à partir de la formulation de Malavelle (Note CNRM).

L'outil de modélisation Més0-NH et les paramétrisations relatives à la simulation du brouillard étant maintenant présentés, les résultats des simulations LES du cas du 15/11/11 vont être développées.

## Chapitre 5

# Étude numérique de l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard

### Sommaire

<b>5.1</b>	<b>Présentation du cas d'étude . . . . .</b>	<b>142</b>
5.1.1	Évolution dynamique et thermodynamique . . . . .	142
5.1.2	Évolution microphysique . . . . .	147
<b>5.2</b>	<b>Présentation et validation de la simulation de référence . . . . .</b>	<b>151</b>
5.2.1	Configuration . . . . .	151
5.2.2	Validation . . . . .	154
<b>5.3</b>	<b>Analyse de la simulation de référence . . . . .</b>	<b>159</b>
5.3.1	Aspects dynamique et thermodynamique - Évolution verticale moyenne . .	159
5.3.2	Aspects dynamique et thermodynamique - Variabilité horizontale . . . . .	164
5.3.3	Évolution microphysique . . . . .	167
<b>5.4</b>	<b>Tests de sensibilité non microphysiques . . . . .</b>	<b>174</b>
5.4.1	Sensibilité à la surface . . . . .	174
5.4.2	Sensibilité à la barrière d'arbres . . . . .	176
5.4.3	Sensibilité à la résolution effective du modèle . . . . .	182
5.4.4	Sensibilité aux conditions initiales et de forçage . . . . .	184
5.4.5	Conclusion sur les tests de sensibilité non microphysiques . . . . .	189
<b>5.5</b>	<b>Évaluation du schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation</b>	<b>192</b>
<b>5.6</b>	<b>Sensibilité au processus d'activation . . . . .</b>	<b>203</b>
5.6.1	Impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard . . . . .	203
5.6.2	Relation entre concentration totale d'aérosols et concentration de gouttelettes	208
5.6.3	Processus microphysiques impliqués . . . . .	209
<b>5.7</b>	<b>Conclusion . . . . .</b>	<b>210</b>

*Cette section est consacrée aux simulations en mode dit LES avec le schéma KHKO adapté au brouillard, du cas de brouillard du 15/11/11. Une première partie présente le cas d'étude, une deuxième partie expose la configuration de la simulation de référence et sa validation et dans une troisième partie cette simulation est analysée en terme dynamique, thermodynamique et microphysique. Dans une quatrième partie des tests de sensibilité à la dynamique et à la thermodynamique sont effectués afin d'améliorer notre compréhension des processus qui pilotent le cycle de vie du brouillard. Dans une cinquième partie, le schéma de calcul de sursaturation de Thouron et al. (2012) est évalué. Enfin, dans une sixième partie, l'étude de l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard est menée. Une septième partie résume les simulations effectuées et discute de l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard.*

## 5.1 Présentation du cas d'étude

Le mois de novembre 2011, en région parisienne, a été marqué par des conditions anticycloniques et des fortes humidités de basses couches qui ont favorisé la formation de brume et de brouillard. A Orly, 14 jours de brouillard ont été enregistrés contre 5 normalement. Le 14/11/11 à 1200 UTC à 500 hPa, une dorsale centrée sur la Mer du Nord affecte le nord de la France. Ces conditions, associées à un anticyclone en surface centré sur la Mer du Nord, engendrent de fortes pressions sur la France. Au SIRTa, le brouillard se forme à 0250 UTC le 15/11/11 au sol, à partir d'un nuage formé initialement à 150m d'altitude à 0200 UTC (Fig.3.6), qui s'affaisse. Il se dissipe à 09h30 UTC. Ce cas a également été étudié par Stolaki et al. (2015) et simulé en 1D.

Ce cas de brouillard radiatif a été choisi pour :

- Le jeu de mesures complet sur cette journée.
- La proximité entre son heure de formation et les heures de lâchers de radiosondage effectués de façon bi-journalière.
- Sa stabilité thermodynamique, dynamique et microphysique.
- Sa représentativité microphysique, les champs microphysique étant dans les valeurs moyennes observées au SIRTa
- Sa dissipation, qui a lieu après le lever du soleil.

Les évolutions dynamique, thermodynamique et microphysique de ce cas de brouillard sont présentées dans les parties suivantes.

### 5.1.1 Évolution dynamique et thermodynamique

Les figures 5.1 et 5.2 montrent les évolutions temporelles de la visibilité à 3 m (en zone 1 du SIRTa) et à 18m (en zone 3 du SIRTa), de la température, de la température de rosée et de l'humidité sur le mât de mesure météo, c'est-à-dire à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20m et 30 m, du vent (force et direction) à 10 m et enfin des flux montants et descendants infrarouges et solaires (10 m).

Le 14/11/11 à 1300 UTC, une inversion de température près de la surface apparaît. La température juste au dessus du sol décroît alors de 1.0 °C/h jusqu'à 1800 UTC, puis de fins nuages ralentissent le refroidissement jusqu'à 2100 UTC. La température décroît ensuite de 0.6 °C/h jusqu'à 0230 UTC, le 15/11/11. La température du point de rosée est constante jusqu'à 2200 UTC puis décroît légèrement jusqu'à 0230 UTC.

L'air est saturé en humidité au sol 30 minutes avant que la visibilité ne descende en dessous du seuil 1000 m à 3 m. Ce résultat met en avant la notion arbitraire de ce seuil comme souligné par Elias et al. (2009). Si la visibilité chute en deçà de 1000 m à 18 m de hauteur à 0220 UTC et à 0250 UTC à 3 m, les premières gouttelettes apparaissent en effet dès 0220 UTC. Le flux infrarouge descendant augmente de 75 W/m<sup>2</sup> dès 0200 UTC, ce qui signe l'heure de formation du brouillard en altitude. Toutefois, plusieurs heures avant la formation du brouillard, le vent est très stable en direction (80 °) et faible en vitesse (2 m/s), ce qui le classe dans la catégorie des brouillards radiatifs selon Tardif (2007b).

Lorsque le brouillard apparaît en surface, on observe une augmentation significative de la turbulence, visible sur l'évolution du vent. A 0230 UTC, la couche devient légèrement instable, un gradient de température négatif avec l'altitude est alors observé sur toute la durée de vie du brouillard.

De 0230 UTC à 0900 UTC, la température aux différents niveaux est environ de 2°C. On observe une très légère baisse de la température jusqu'à 0400 UTC, puis une très légère hausse jusqu'à 0900 UTC. De même, la visibilité décroît légèrement à 3 m et à 18 m jusqu'à 0400 UTC puis remonte



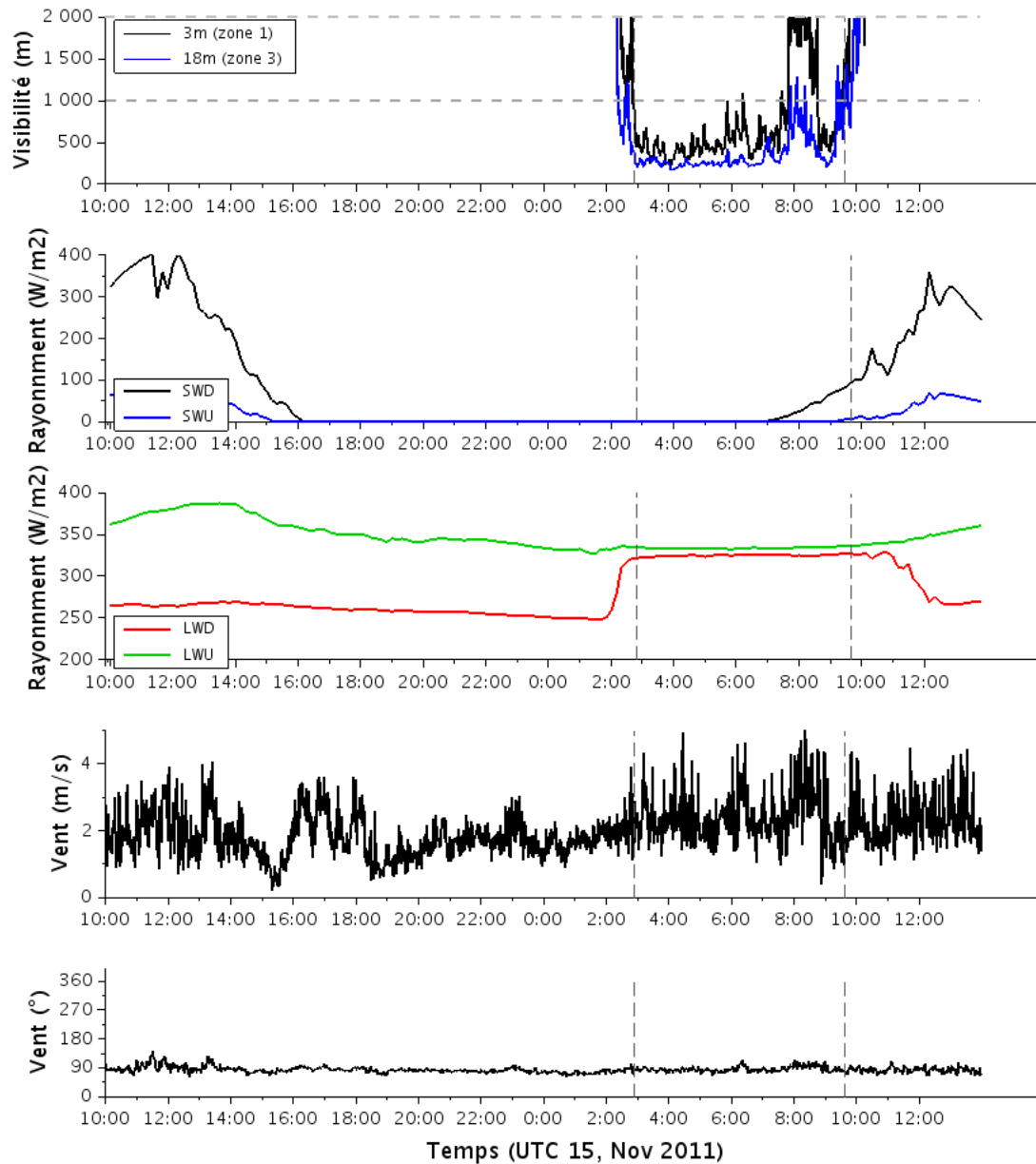


FIGURE 5.1 – Séries temporelles du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC de la visibilité (m) à 3 m et 18 m, du rayonnement ( $\text{W.m}^{-2}$ ) infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) et solaire montant (SWU) et descendant (SWD) ainsi que des vitesses et direction du vent horizontal à 10 m. La formation et la dissipation du brouillard sont marquées par deux barres verticales.

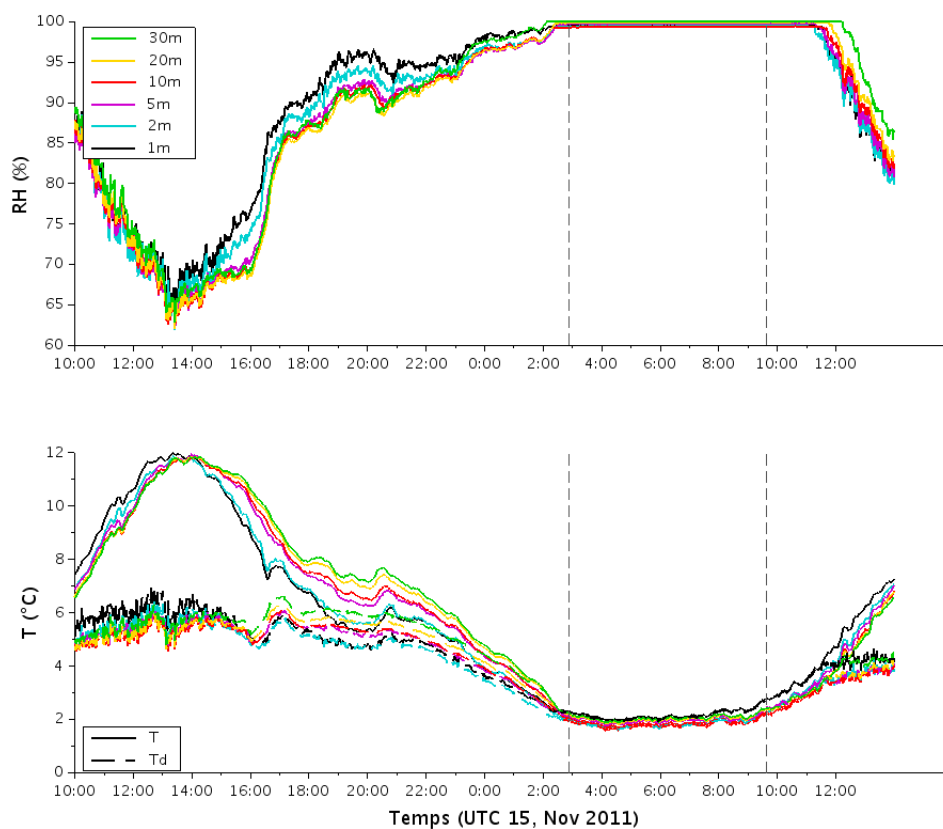


FIGURE 5.2 – Evolution temporelle du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC de l'humidité (%) et de la température ( $^{\circ}$ ) (thermomètre sec et mouillé) à 1 m, 2 m, 5 m, 10 m, 20 m et 30 m. La formation et la dissipation du brouillard sont marquées par deux barres verticales.

légèrement. A partir de 0700 UTC, heure du lever du soleil, le flux solaire descendant s'accroît, mais la température n'augmente que 2 heures plus tard à 0900 UTC.

De 0745 UTC à 0845 UTC, une hausse de la force du vent de 2 m/s à 3.5 m/s, provoque une augmentation de la visibilité qui dépasse alors le seuil 1000 m à la hauteur de 3 m. La visibilité diminue ensuite pour une faible durée, puis à 0930 UTC le brouillard se dissipe. La couche de surface reste saturée en humidité jusqu'à 1100 UTC, heure à laquelle le flux infrarouge descendant commence à diminuer. On remarque que les flux infrarouges montant et descendant dans le brouillard ne sont pas égaux, ce qui laisse supposer la présence de poussière ou autre sur l'un des capteurs.

L'état de l'atmosphère est obtenu à partir des radiosondages effectués de façon bi-journalière au centre météorologique de Trappes, situé à 15 km au nord-ouest du SIRTa, comme montré sur la figure 5.3. Toutefois les radiosondages de Trappes étant lâchés dans une zone bien plus urbanisée que celle du SIRTa (qui est dans une zone de relief non plat), il faut considérer que les deux couches limites ne peuvent pas avoir exactement les mêmes caractéristiques. La figure 5.4 expose les mesures de profil de température, de rapport de mélange vapeur et de vitesse du vent à 2320 UTC le 14/11/11 et à 1125 UTC le 15/11/11. Le 14/11/11 à 2320 UTC, la couche limite est stable à Trappes, la stratification verticale est de  $0.02^\circ \text{C/m}$ . L'inversion de température au dessus de la couche limite a lieu à 150 m, son amplitude est de  $6^\circ \text{C}$ . Le vent est en moyenne de 10 m/s en dessous de 500 m, alors que l'on observe un jet nocturne à 650 m. Le 15/11/11 à 1125 UTC le vent dans la couche limite est de 5 m/s en moyenne et se renforce au dessus, de l'ordre de 11 m/s vers 300 m et de 7 m/s au dessus.



FIGURE 5.3 – Carte Google Map en relief du sud-ouest de Paris. Le SIRTa et le centre Météo-France de Trappes, d'où sont lâchés les radiosondages bijournaliers, sont signalés par des croix oranges.

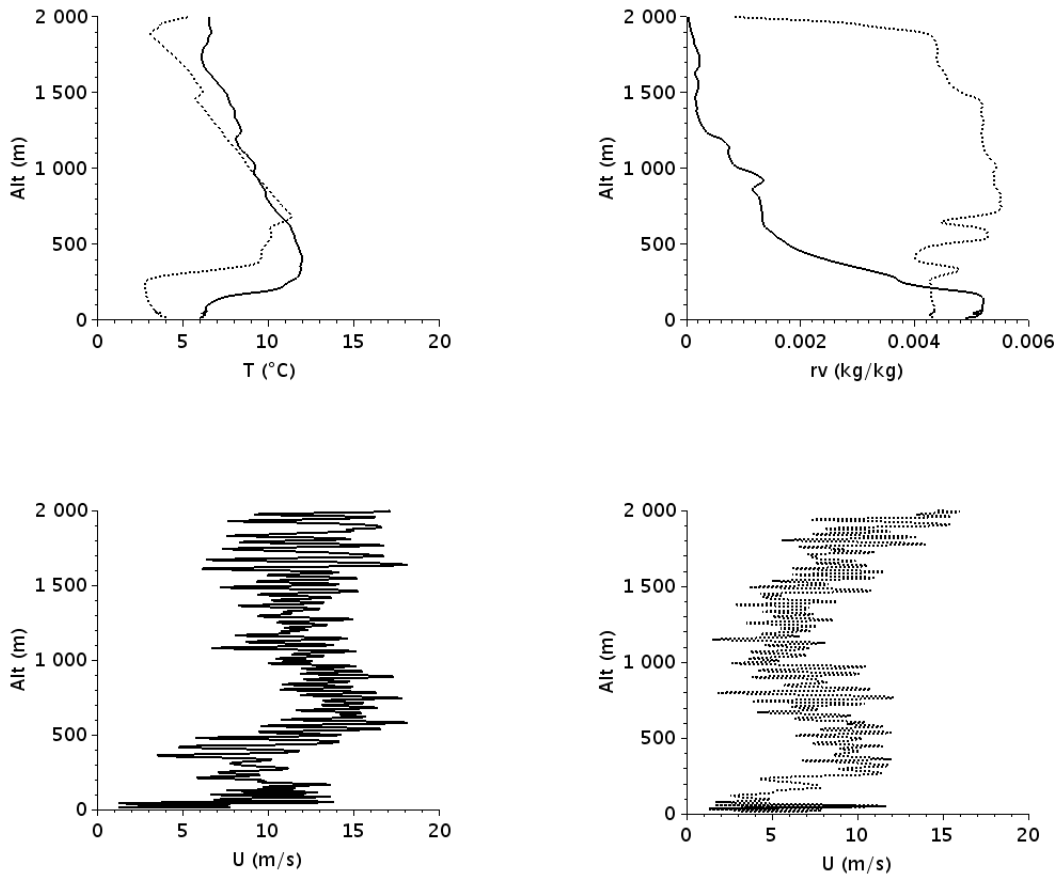


FIGURE 5.4 – Profils de température ( $^{\circ}\text{C}$ ), de rapport de mélange de la vapeur ( $\text{kg/kg}$ ) et de vitesse du vent ( $\text{m/s}$ ) issus des radiosondages effectués à Trappes le 14-11-11 à 2320 UTC (traits pleins) et le 15-11-11 à 1125 UTC (pointillés).

Les données du télémètre montrent que vers 0200 UTC, les premières gouttelettes apparaissent à 150 m au dessus du sol, la base de nuage descend ensuite progressivement pendant 30 min jusqu'à atteindre le sol. Puis, la hauteur du brouillard augmente depuis 150 m au dessus du sol à 0230 UTC, pour atteindre un maximum de 300 m, comme le montre le paramètre de turbulence du sodar, qui est maximum au sommet du brouillard (Fig.5.5).

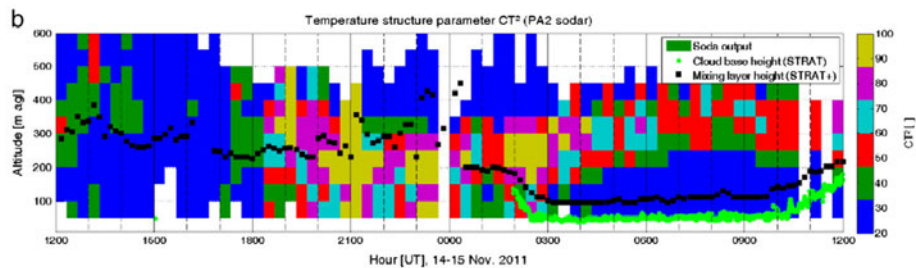


FIGURE 5.5 – Evolution temporelle du  $\text{CT}^2$  mesurée par le sodar. Extrait de Stolaki et al. (2015).

### 5.1.2 Évolution microphysique

Cette thèse a pour objectif l'étude du processus d'activation et de son impact sur la microphysique du brouillard et sur son cycle de vie. Aussi l'évolution microphysique du brouillard est décrite, ainsi que la population d'aérosols avant la formation du brouillard.

L'instrumentation in situ déployée pour la microphysique sur la tour de 2.5m, présentée dans le chapitre 3, permet d'observer et d'analyser l'évolution de la distribution dimensionnelle de gouttelettes. Dans le chapitre 3, les diamètres critiques humides pour 23 cas de brouillard ont été déterminés. Cette étude ne s'intéressant qu'aux gouttelettes d'eau, les valeurs présentées dans la suite correspondent aux diamètres supérieurs au diamètre critique humide, qui a été déterminé à  $4.83 \mu\text{m}$  pour le brouillard du 15/11/11. On note que l'étude effectuée par Stolaki et al. (2015) sur le même cas considère les gouttelettes au dessus de  $2 \mu\text{m}$  et surestime donc la part de gouttelettes parmi les particules.

Les grandeurs microphysiques du brouillard de 15/11/11 sont représentatives des brouillards radiatifs étudiés au SIRTa (voir tableau B.1), leur évolution est représentée sur la figure 5.6. On observe un faible contenu en eau ( $\text{LWC}^{25^{\text{th}}} = 0.011 \text{ g.m}^{-3}$ ,  $\text{LWC}^{50^{\text{th}}} = 0.017 \text{ g.m}^{-3}$ ,  $\text{LWC}^{75^{\text{th}}} = 0.021 \text{ g.m}^{-3}$ ), une faible concentration de gouttelettes ( $N_d^{25^{\text{th}}} = 18 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d^{50^{\text{th}}} = 27 \text{ cm}^{-3}$ ,  $N_d^{75^{\text{th}}} = 35 \text{ cm}^{-3}$ ) et de petits diamètres ( $D_{50^{\text{th}}}^{25^{\text{th}}} = 7.32 \mu\text{m}$ ,  $D_{50^{\text{th}}}^{50^{\text{th}}} = 7.70 \mu\text{m}$ ,  $D_{50^{\text{th}}}^{75^{\text{th}}} = 8.08 \mu\text{m}$ ).

Le FM-100 mesure des gouttelettes de 0220 UTC jusqu'à 0955 UTC. On distingue plusieurs phases dans l'évolution microphysique de ce brouillard :

- De 0220 UTC jusqu'à 0400 UTC, on observe une augmentation de  $N_d$  et LWC. Leur valeurs atteignent respectivement  $N_d = 53 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{LWC} = 0.035 \text{ g.m}^{-3}$ . De 0220 UTC jusqu'à 0300 UTC on observe une diminution du diamètre médian de la distribution de gouttelettes, qui peut être imputée à une augmentation de la proportion de gouttelettes de faible diamètre due au processus d'activation.
- De 0400 UTC jusqu'à 0620 UTC,  $N_d$  et LWC diminuent jusqu'à respectivement  $N_d = 10 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{LWC} = 0.006 \text{ g.m}^{-3}$ , tandis que le diamètre médian est stable.
- De 0620 UTC jusqu'à 0640 UTC, ces grandeurs ré-augmentent de façon conséquente,  $N_d = 38 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{LWC} = 0.025 \text{ g.m}^{-3}$ , le diamètre médian est stable.
- De 0640 UTC jusqu'à 0800 UTC, le brouillard se dissipe au sol et le diamètre médian augmente. En effet, les plus grosses gouttelettes s'évaporent plus lentement que les petites.
- De 0845 UTC jusqu'à 0900 UTC, le brouillard se reforme au sol,  $N_d$  et LWC atteignent  $N_d = 30 \text{ cm}^{-3}$  et  $\text{LWC} = 0.024 \text{ g.m}^{-3}$ . Le diamètre médian est stable.
- De 0900 UTC jusqu'à 0955 UTC, le brouillard se dissipe au sol et le diamètre médian augmente.

Concernant l'évolution de la répartition dimensionnelle des gouttelettes, les diamètres en percentiles des gouttelettes d'eau sont relativement stables tout au long du cycle de vie du brouillard. 95% des gouttelettes ont des diamètres inférieurs à  $20 \mu\text{m}$ , ce qui rend peu probable l'existence du processus de collision-coalescence.

Comme présentée dans le chapitre 3, une instrumentation dédiée à la mesure des propriétés physiques des aérosols et à leur hygroscopicité a été déployée. L'air extérieur analysé est prélevé à 2.5m du sol. La figure 5.7 représente l'évolution de la concentration de particules d'aérosols, de 10 nm à 496 nm, de 1200 UTC le 14/11/11 à 1200 UTC le 15/11/11. La concentration d'aérosols de diamètres supérieurs à 400 nm y figure également, puisque ce diamètre correspond au diamètre critique sec pour cet épisode de brouillard. Sur la période représentée, la concentration d'aérosols

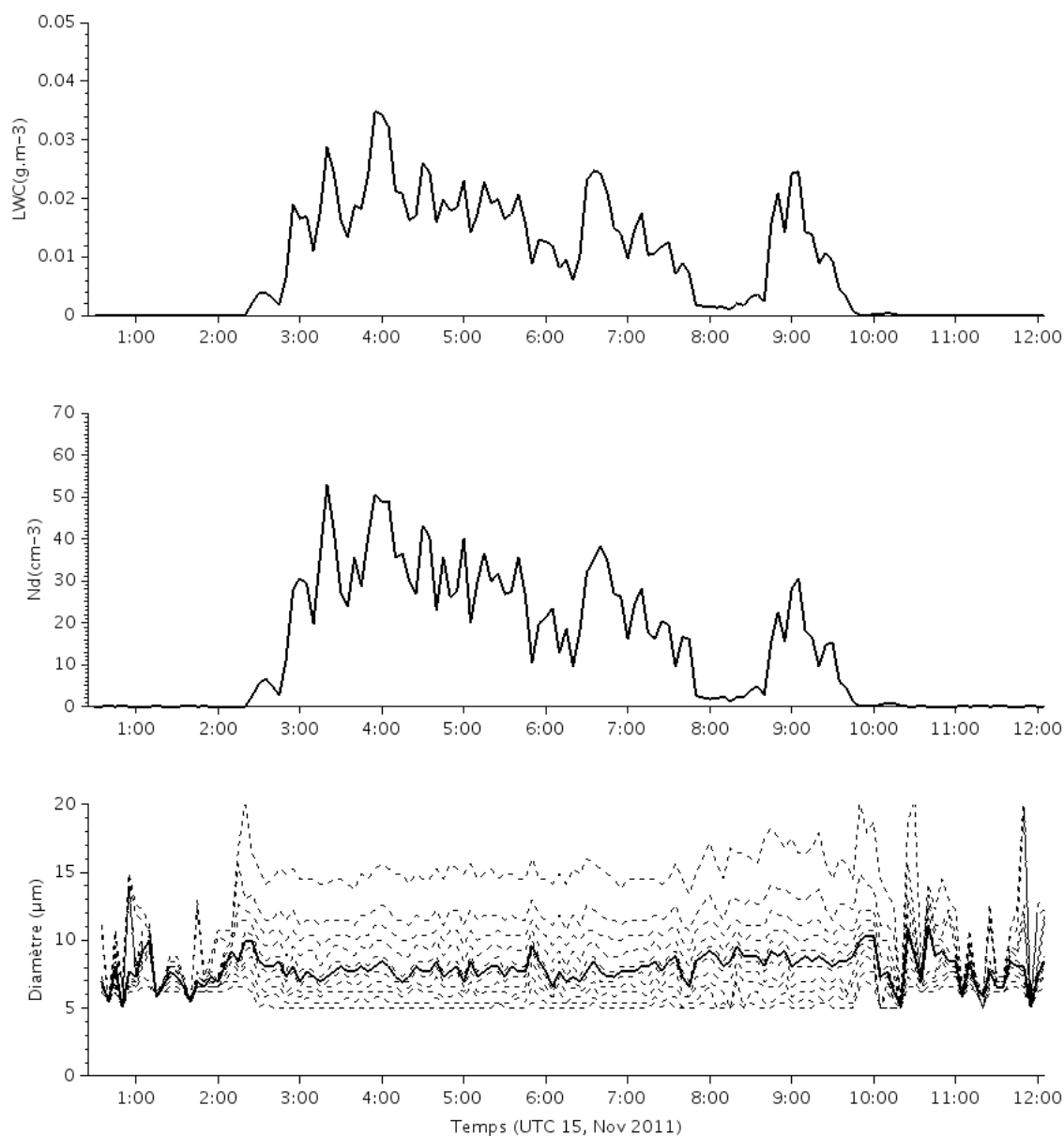


FIGURE 5.6 – Évolutions temporelles du contenu en eau liquide ( $g/m^{-3}$ ), de la concentration de gouttelettes ( $cm^{-3}$ ), et du diamètre des particules ( $\mu m$ ) exprimé en percentiles ( $5^{th}$ ,  $15^{th}$ ,  $25^{th}$ ,  $35^{th}$ ,  $45^{th}$ ,  $50^{th}$ ,  $55^{th}$ ,  $65^{th}$ ,  $75^{th}$ ,  $85^{th}$  et  $95^{th}$ ), mesurées par le FM-100 au delà du diamètre critique pour le brouillard du 15/11/11. Le trait plein représente les valeurs médianes.

de 10 nm à 496 nm est élevée ( $N_a^{25^{\text{th}}} = 7\,381\text{cm}^{-3}$ ,  $N_a^{50^{\text{th}}} = 12\,024\text{cm}^{-3}$ ,  $N_a^{75^{\text{th}}} = 16\,446\text{cm}^{-3}$ ).  $N_a$  augmente de 1200 UCT jusqu'à 1800 UTC le 14/11/11 puis diminue jusqu'à 0430 UTC le 15/11/11 puis ré-augmente. Le même comportement est observé pour la concentration d'aérosols de diamètres supérieures à 400 nm. Cependant une chute brutale de cette dernière concentration est observée juste après la formation du brouillard.

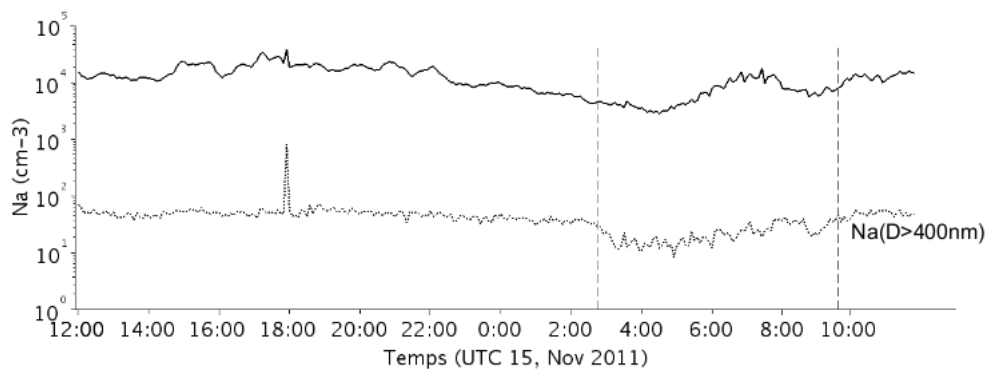


FIGURE 5.7 – Évolution temporelle de la concentration d'aérosols ( $\text{cm}^{-3}$ ) de 10.6 nm à 496 nm, en trait plein et de 400 nm à 496 nm, en tirets, mesurée par le SMPS du 14/11/11 à 1200 UTC au 15/11/11 à 1200 UTC. Les barres verticales représentent les heures de formation et dissipation du brouillard.

La figure 5.8 expose la distribution dimensionnelle de particules d'aérosols dans l'heure qui précède la formation du brouillard. Une approximation par une loi log-normale est réalisée sur le mode d'accumulation, qui est le mode concerné par l'activation, afin d'en extraire ses caractéristiques. Le diamètre modal du mode d'accumulation est de  $0.085\,\mu\text{m}$ , sa concentration de  $6937\,\text{cm}^{-3}$  et son écart-type de 0.72. Si l'on se réfère au tableau 2.1, ce mode d'accumulation correspond bien à une atmosphère continentale. Les  $\chi$  déterminés dans le chapitre 3 ( $\chi_{\text{inf}} = 0.20$  et  $\chi_{\text{sup}} = 0.35$ ) renvoient également à une atmosphère continentale, mais ils indiquent aussi que les particules d'aérosols échantillonnés correspondent à une masse d'air chargée en aérosols organiques issus de la pollution ou de la combustion de biomasse (Section 3.8).

Le graphique 5.9 permet de résumer les différentes observations faites sur le cas du 15/11/11. L'augmentation du vent à 0900 UTC et ses conséquences sur la visibilité et la microphysique ne sont pas représentées.

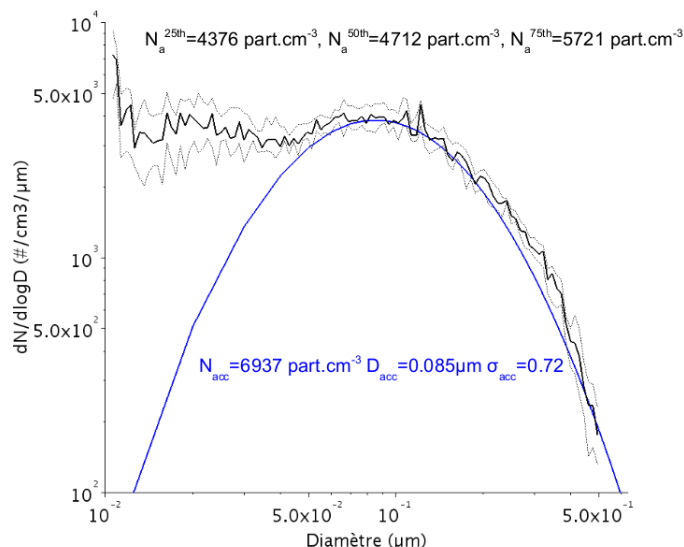


FIGURE 5.8 – Distribution dimensionnelle des particules d’aérosols durant l’heure avant la formation du brouillard et approximation du mode d’accumulation par une loi log-normale. En noir, la distribution mesurée par le SMPS, le trait plein représente la valeur médiane et les tirets les percentiles 25 et 75. En bleu, l’approximation par une loi log-normale.

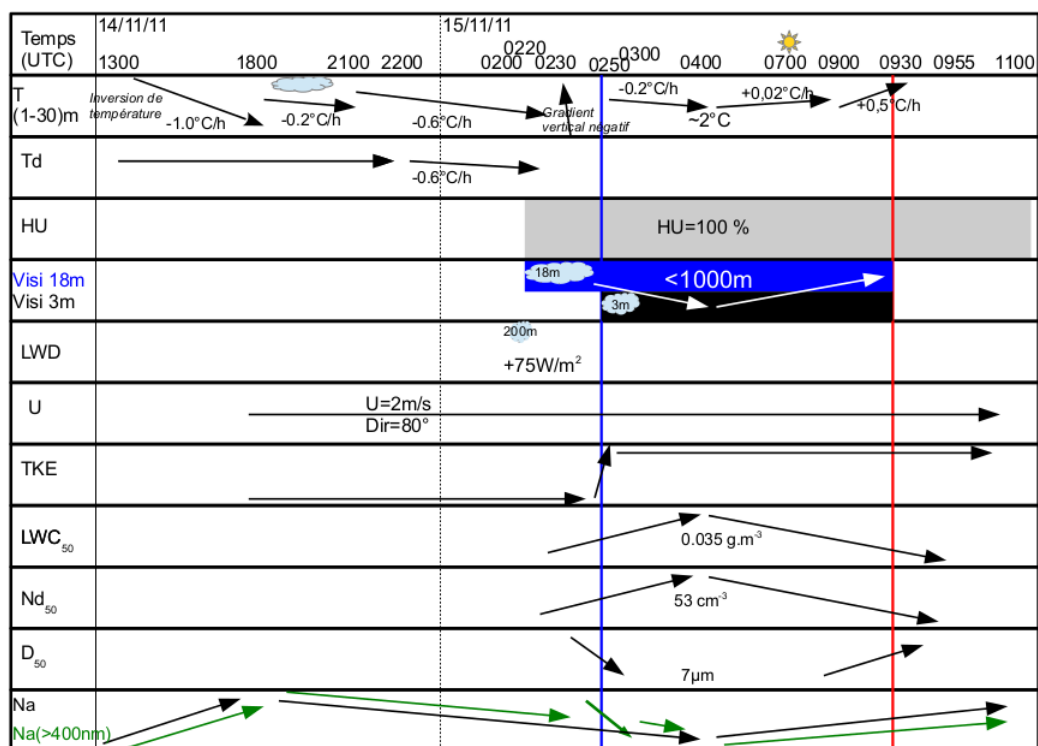


FIGURE 5.9 – Récapitulatif des paramètres dynamiques, thermodynamiques et microphysiques observés durant le cycle de vie du brouillard du 15 novembre 2011 (la ligne bleue matérialise la formation du brouillard au sol, et la ligne rouge sa dissipation).



## 5.2 Présentation et validation de la simulation de référence

### 5.2.1 Configuration

Les observations relatives à ce cas d'étude étant maintenant présentées, la configuration et l'initialisation de la simulation Méso-NH de référence sont désormais introduites.

#### Surface et maillage

Le site du SIRTa a déjà été présenté dans le chapitre 3. Toutefois la figure 5.10 permet de mieux visualiser sa configuration, et le site de l'école Polytechnique où il est situé. On peut ainsi observer une barrière d'arbres de 15 m de hauteur au nord du site du SIRTa (Zaïdi et al., 2013). Cette barrière d'arbres étant dans le sillage du vent ( $80^\circ$ ) pour notre cas d'étude, elle modifie l'écoulement au SIRTa et crée des structures turbulentes propres. Elle doit donc être modélisée dans les simulations LES (Zaïdi et al., 2013). Le coefficient de traînée de la canopée (Aumond et al., 2013), noté  $C_d$  dans la suite de l'étude, est fixé à 0.2 comme proposé par Fesquet (2008) pour le site du SIRTa. Le type d'arbres modélisé correspond à des feuillus. Hormis la barrière d'arbres, la surface est considérée homogène et modélisée par un champ d'herbe. Afin de rendre compte des autres hétérogénéités de surface du SIRTa (route, bâtiments et lacs), une rugosité aléatoire est considérée, elle varie autour de 0.1 m. Enfin le sol est supposé plat. Seul le schéma ISBA présenté en 4.3 est utilisé pour modéliser la surface.



FIGURE 5.10 – Site du SIRTa et carte de l'École Polytechnique. Les couleurs correspondent à différents types de terrain (forêt, champ d'herbe, bâtiments...). Le point rouge localisé sur le champ d'herbe représente le site du SIRTa. La zone où a été prise la photo est représentée par un rectangle noir. Figure extraite de Fesquet (2008).

Le domaine de simulation est de  $200 \times 200 \times 126$  points de grille, avec une résolution horizontale de 5 m. Un test de sensibilité à la résolution horizontale est effectué dans 5.4.3. 126 niveaux verticaux sont utilisés entre le sol et 1500 m. La résolution verticale est alors de 1 m pour les 50 mailles les plus proches du sol, puis l'étirement est de 1.06. Le schéma d'advection du vent est centré du 4<sup>ème</sup> ordre et le schéma temporel est également centré (« saute-mouton »), ce qui impose un pas de temps court (0.07s). Un test de sensibilité sur le schéma d'advection du vent sera mené également en section 5.4. Le schéma d'advection des autres variables scalaires (température, rapport de mélange, concentrations) est PPM (Colella et Woodward, 1984). Les conditions aux limites latérales sont cycliques et une zone de relaxation est appliquée au sommet du modèle à 1500m. Concernant les paramétrisations physiques, présentées en section 4, le schéma de rayonnement est

appelé toutes les 30 secondes. La TKE minimale du schéma de turbulence est fixée à  $1.10^{-5} \text{m}^2/\text{s}^2$ . Pour la simulation de référence, le schéma microphysique est celui de KHKO (section 5.2.1), qui considère un ajustement à la saturation à la fin de chaque pas de temps.

Considérant la direction de l'écoulement, on situe la barrière d'arbres à 200 m du SIRTa pour une largeur de 100 m. La figure 5.11 schématise la surface horizontale modélisée dans Méso-NH. Étant donné que la barrière d'arbres modifie l'écoulement, l'analyse des données moyennées sur le domaine est effectuée sur le sous domaine délimité par le rectangle bleu, qui est plus représentatif de la zone de mesures.

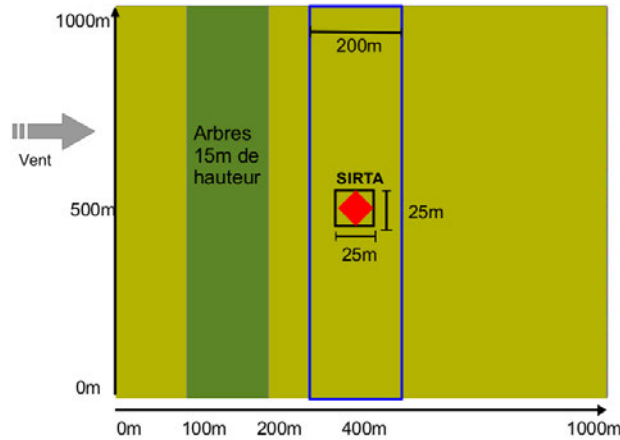


FIGURE 5.11 – Représentation schématique de la surface modélisée dans Méso-NH et du sous-domaine utilisé pour l'analyse des données moyennées sur la surface horizontale (circuit bleu).

### Initialisation et forçage

La simulation est initialisée à la fois avec le radiosondage de Trappes du 14/11/11 lâché à 2320 UTC et avec l'instrumentation déployée sur le site du SIRTa pour la couche limite près de la surface. Ainsi, l'initialisation en humidité et température est réalisée en regroupant les mesures du mât effectuées de 1m à 30m et du radiosondage. Comme mentionné précédemment, les couches limites à Trappes et au SIRTa sont différentes : les mesures de température et d'humidité du mât et du radiosondage ne se rejoignent pas et un compromis doit être trouvé. Les mesures du radiosondage situées dans la couche limite et celles du mât météo sont ajustées. Par défaut, la hauteur de la couche limite du radiosondage de Trappes, ainsi que l'amplitude de l'inversion, sont conservées. La figure 5.12 permet de visualiser le radiosondage obtenu et qui initialise la simulation (en rouge pointillé). La température mesurée au SIRTa est utilisée à l'initialisation, mais pour l'humidité, un compromis est effectué. En effet, selon Elias et al. (2009), l'incertitude sur l'humidité relative est de quelques pourcents mais elle augmente lorsque l'humidité relative dépasse 90 %. Des tests de sensibilité sur l'humidité relative et la température, effectués dans la suite de l'étude, permettent d'évaluer ce choix.

Afin de générer de la turbulence, un bruit blanc de  $0.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$  est appliqué dans toute la couche limite. Suivant les profils de vents du radiosondage et les mesures de la station météo à 10 m au SIRTa, un vent de  $2 \text{ m/s}$  est prescrit à 10 m et de  $10 \text{ m/s}$  au delà de 600 m à l'instant initial. Deux forçages en vent géostrophique sont réalisés à 2320 UTC le 14/11/11 et à 1125 UTC le 15/11/11, égaux respectivement à  $10 \text{ m/s}$  et  $7 \text{ m/s}$  au dessus de 600 m. Concernant l'initialisation de la surface, les valeurs de température et d'humidité du sol ont été estimées à  $2.85 \text{ }^{\circ}\text{C}$  pour la température au niveau le plus proche du sol, et à  $3.85 \text{ }^{\circ}\text{C}$  pour les deux niveaux les plus profonds. L'humidité

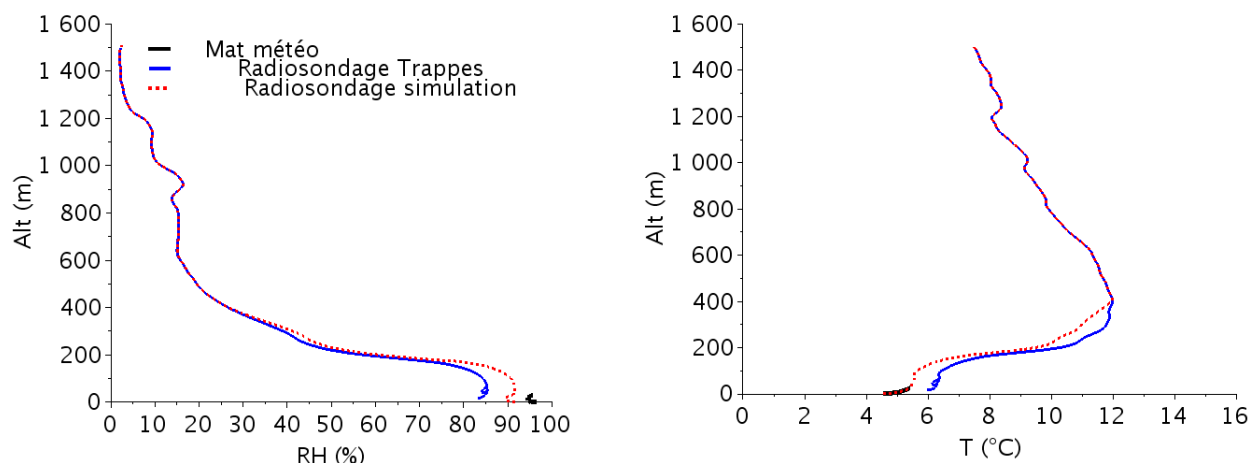


FIGURE 5.12 – Profil d’humidité (%) et de température (°C) mesurés à Trappes (en bleu) et au SIRTa (en noir) et radiosondage utilisé à l’initialisation de Méso-NH (en rouge).

du sol<sup>1</sup> est prise à 70%. Dans la section 5.4.4, des études de sensibilité à ces divers paramètres de surface seront effectuées.

Le radiosondage de Trappes du 14/11/11, lâché à 2320 UTC, révèle une couche chargée en vapeur vers 10000 m. La présence de nuages fins élevés est avérée par la nébulosité mesurée par le télémètre de Trappes et par des mesures Lidar aérosols sur le site du SIRTa. Ce nuage influence le rayonnement infrarouge et doit donc être considéré. Les niveaux entre 1300 m et 1350 m sont artificiellement chargés en humidité afin de mieux reproduire le rayonnement infrarouge.

Enfin, les caractéristiques lognormales du mode d’accumulation de la distribution d’aérosols, ainsi que la solubilité de la population d’aérosols, doivent être renseignées pour le schéma microphysique KKKO. Ces valeurs sont utilisées pour calculer le spectre d’activation, comme expliqué dans la section 4.5. Or l’instrument CCNC, présenté dans la partie instrumentale, mesure le spectre d’activation, c’est-à-dire la concentration d’aérosols activés en fonction de la sursaturation. Les paramètres des aérosols choisis sont donc ceux qui permettent de retrouver le spectre d’activation observé. Or le CCNC ne mesure la concentration d’aérosols activés que pour les sursaturations allant de 0.1 % à 0.5 %. Toutefois, en utilisant les mesures de  $\chi$  entre 0 % et 0.1 % de sursaturation ( $\chi_{S \rightarrow 0\%}$ , mesure extrapolée tendant vers 0 % de sursaturation et  $\chi_{S=0.1\%}$ ) estimées dans la section 3.8, les mesures de distributions d’aérosols secs du SMPS durant l’heure avant la formation du brouillard et la théorie de  $\chi$ -Köhler, on calcule les concentrations d’aérosols activées en fonction des sursaturations inférieures à 0.1%. En effet, pour une sursaturation et un  $\chi$  fixés est associée une unique valeur de diamètre critique sec à travers la théorie de  $\chi$ -Köhler. On obtient donc la concentration de CCN en intégrant le spectre granulométrique de concentration d’aérosols jusqu’à ce diamètre critique sec. Ce calcul est effectué deux fois en utilisant  $\chi_{S \rightarrow 0\%}$  et  $\chi_{S=0.1\%}$ . En considérant en plus les fluctuations sur la mesure de distributions d’aérosols, on obtient une concentration de CCN moyen et un écart-type pour les sursaturations inférieures à 0.1 %.

La figure 5.13 montre les valeurs mesurées de CCN pour des sursaturations allant de 0.1 % à 0.5 % et les valeurs moyennes calculées de CCN pour les sursaturations inférieures. Le spectre d’ac-

1. En réalité, on renseigne le SWI (Soil Water Index) qui est une quantité relative du contenu en eau du sol, il varie de 0 (sec, point de flétrissement) à 1 (saturé, capacité au champ).

tivation approximé correspond à un mode d'accumulation de concentration totale  $N_a = 2017 \text{ cm}^{-3}$ , de rayon modal  $r_m = 0.1 \mu\text{m}$ , d'écart-type  $s = 1.53$  et de solubilité égale à 1, comme visible sur la figure 5.13.

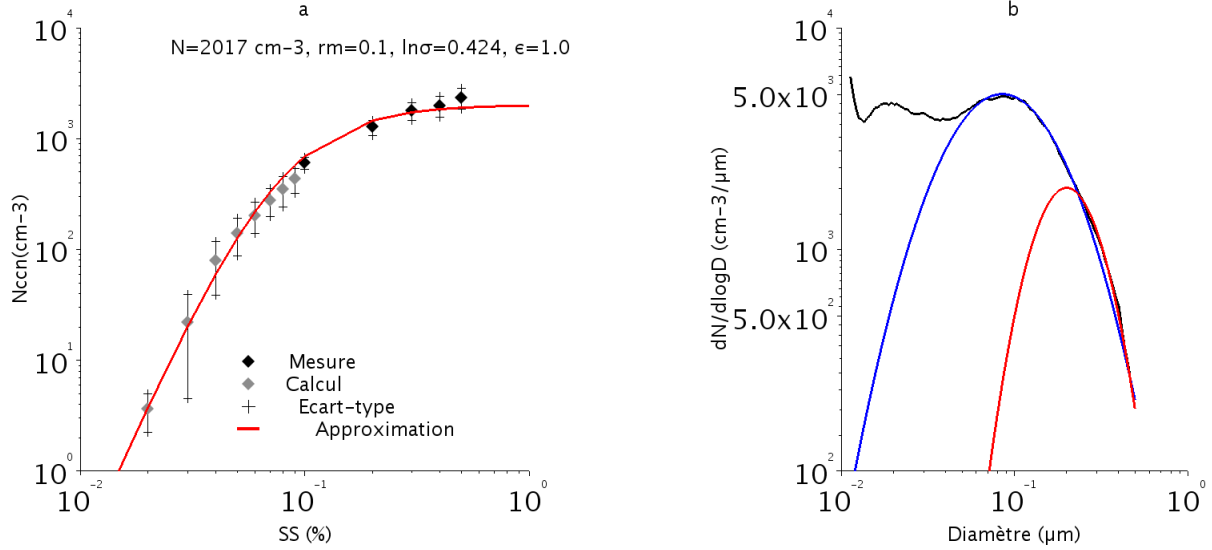


FIGURE 5.13 – a : Spectre d'activation mesuré par le CCNC entre 0130 UTC et 0230 UTC le 15/11/11 pour les sursaturations supérieures à 0.1 % et spectre d'activation calculé pour les sursaturations inférieures à 0.1 %. En noir, les mesures du CCNC l'heure avant la formation du brouillard, en gris, le calcul de concentration de CCN pour les sursaturations inférieures à 0.1 %, en rouge le spectre d'activation approximé selon la paramétrisation de Cohard et al. (2000c). b : Comparaison entre les caractéristiques de la lognormale approximée selon le spectre d'activation (en rouge), la lognormale approximée sur le mode d'accumulation (en bleu) et la distribution dimensionnelle d'aérosols mesurée (en noir).

Les paramètres du mode d'accumulation permettant de retrouver le spectre d'activation observé diffèrent fortement du mode d'accumulation de la distribution d'aérosols de la figure 5.8. Toutefois, Cohard et al. (1998) énoncent que leur modèle est moins précis pour les fortes concentrations d'aérosols puisque la valeur maximale atteinte par la sursaturation est plus faible .

### 5.2.2 Validation

La configuration de la simulation de référence étant maintenant décrite, nous présentons la validation de cette simulation. Du point de vue de la thermodynamique, du rayonnement et de la dynamique, les éléments de validation sont les mesures d'humidité relative et de température du mât météo, les mesures de vent à 10 m, de TKE (Énergie Cinétique Turbulente et Turbulent Kinetic Energy en anglais) à 10 m et 30 m ainsi que les mesures de flux montants et descendants solaire et infrarouge. Les données de simulation présentées correspondent à des moyennes sur le sous domaine bleu (Fig.5.11).

### Thermodynamique

Afin d'évaluer la thermodynamique du modèle, la figure 5.14 compare l'évolution temporelle des températures et des humidités de 1 m à 30 m, observées et simulées. L'évolution de l'humidité relative indique que le brouillard modélisé se forme au sol à 0220 UTC, en moyenne sur le sous-domaine. Ainsi, il ne se forme pas en altitude comme dans les observations, mais apparaît au sol

à un instant proche des observations. Il se dissipe en moyenne un peu précocement à 0820 UTC (contre 0930 UTC observé).

La différence de 4 % sur l'humidité relative (ou 0.054 g/kg en rapport de mélange vapeur) entre observation et simulation à la formation a été imposée à l'initialisation pour accorder au mieux le radiosondage de Trappes au mâât météo. L'évolution de la température est très correcte jusqu'à 0230 UTC, après quoi Mésos-NH produit un refroidissement de 1 °C plus important que les mesures jusqu'à 0300 UTC. De 0300 UTC jusqu'à 0600 UTC, les températures simulées augmentent et sont de 0.5 °C plus importantes que les observations. Elles diminuent ensuite légèrement jusqu'à 0730 UTC. On remarque que la stabilité de la couche limite de surface (entre 1 m et 30 m) est modifiée à partir de 0300 UTC. La couche devient instable vers 0400 UTC, conformément aux observations.

## Rayonnement

Sur la figure 5.15 sont représentées les évolutions des flux SW descendants (SWD, pour ShortWave Downwelling) et montants (SWU, pour ShortWave Upwelling) ainsi que LW descendants (LWD, pour LongWave Downwelling) et LW montants (LWU, pour LongWave Upwelling), mesurés et simulés. Le pic de LWD observé au tout début de la simulation correspond à la formation et la dissipation, très rapide, d'un nuage entre 1300 m et 1350 m, où la vapeur a été artificiellement augmentée comme présenté précédemment. Par la présence de ce nuage puis de vapeur d'eau, on retrouve le LWD mesuré avant et durant le brouillard, ce qui suggère que les propriétés optiques du brouillard simulée sont conformes aux observations. Comme énoncé précédemment, le brouillard observé se forme en altitude et donc le LWD observé augmente avant que le brouillard ne se forme au sol. Ainsi, si les pentes de croissance des LWD avec le temps sont comparables, une différence de 40 min entre le LWD mesuré et simulé est constatée.

Le LWU est de 15 W.m<sup>-2</sup> inférieur aux observations à l'initialisation de la simulation et durant le brouillard. Cela indique que la surface ne rayonne pas autant qu'elle le devrait, la nature, la température ou l'humidité du sol n'étant peut-être pas correctement représentées. On note cependant que les LWU et LWD sont sensiblement égaux dans la simulation entre 0330 UTC et 0730 UTC, ce qui semble plus satisfaisant que pour les observations. Toutefois, on retrouve les valeurs observées après le lever du soleil et la dissipation du brouillard. Des tests de sensibilité aux températures dans le sol sont effectués en 5.4.1.

Concernant les flux de rayonnement solaire, après le lever du soleil et avant la dissipation au sol du brouillard, le flux SWD simulé correspond à celui observé, mais le flux SWU simulé est en moyenne de 16 W.m<sup>-2</sup> supérieur à celui observé, ce qui peut être imputé à une représentation imparfaite de la surface et donc de son albédo.

Enfin, les différences entre flux simulés et mesurés sont relativement faibles, comparativement aux simulations 1D existantes (Zhang et al., 2014; Stolaki et al., 2015).

## Dynamique

Les performances dynamiques du modèle sont examinées à travers la TKE à 10 m et à 30 m, ainsi que la vitesse du vent à 10m (Fig. 5.16). Si le vent simulé à 10m est en moyenne de 1m/s plus fort que le vent observé, bien qu'il rejoigne les plus fortes valeurs de vents mesurées (à 0600 UTC et à 0800 UTC), Mésos-NH reproduit convenablement l'évolution de la TKE. Les valeurs de TKE mesurées sont élevées (TKE<sub>10m</sub> ~ 0.5m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>, TKE<sub>30m</sub> ~ 1.0m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>). Selon Zaïdi et al. (2013), elles sont dues à la turbulence générée par la barrière d'arbres. Les valeurs de TKE simulées à 10m et 30m sont très proches tout au long de la simulation, contrairement à la TKE observée. Durant les deux premières heures de simulation, les TKE à 10m et 30m sont inférieures aux valeurs mesurées, du fait du spin-up du modèle, mais augmentent jusqu'à égaliser la valeur mesurée à 10m (0.4m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) à 0200 UTC. A 0220 UTC, on observe un léger pic de TKE aux deux altitudes. Dans des simulations

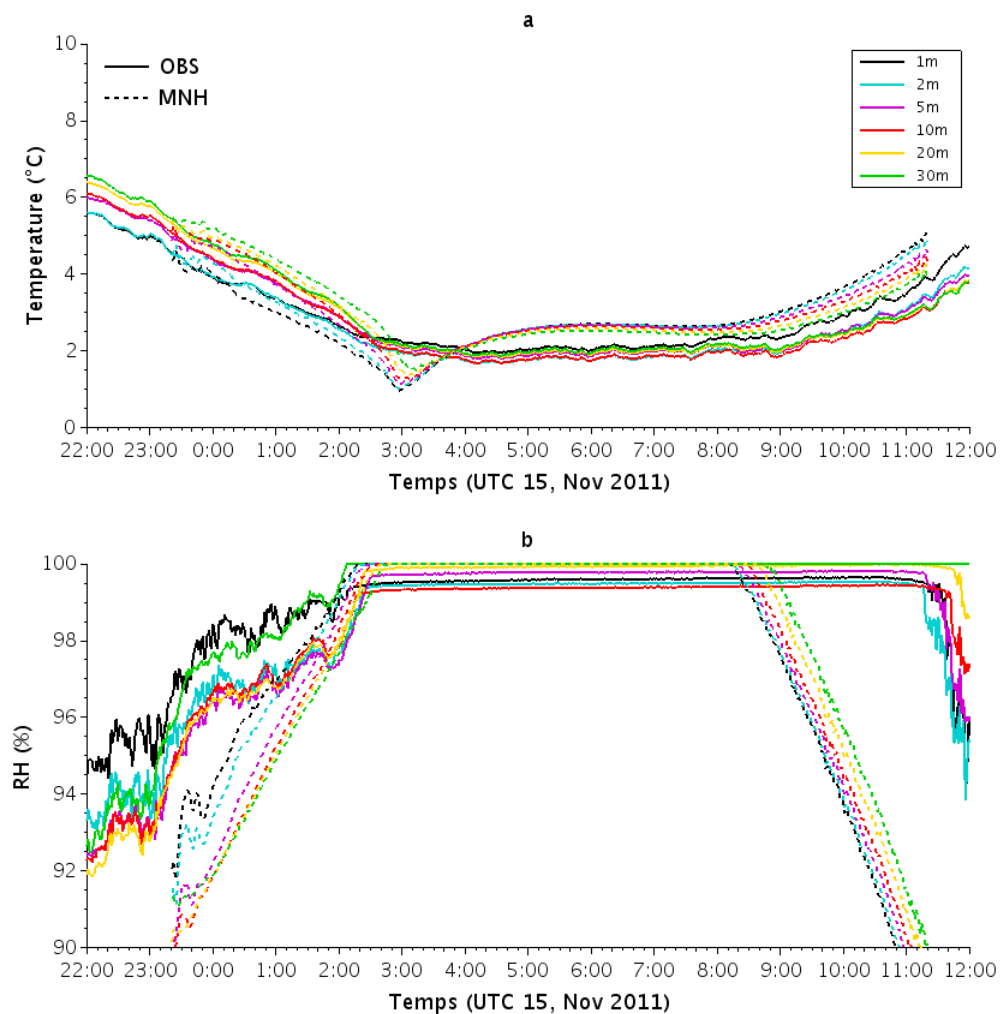


FIGURE 5.14 – Séries temporelles de température (°C) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées (pointillés). La simulation est initialisée à 2320 UTC le 14/11/2011 et correspond à la simulation de référence.

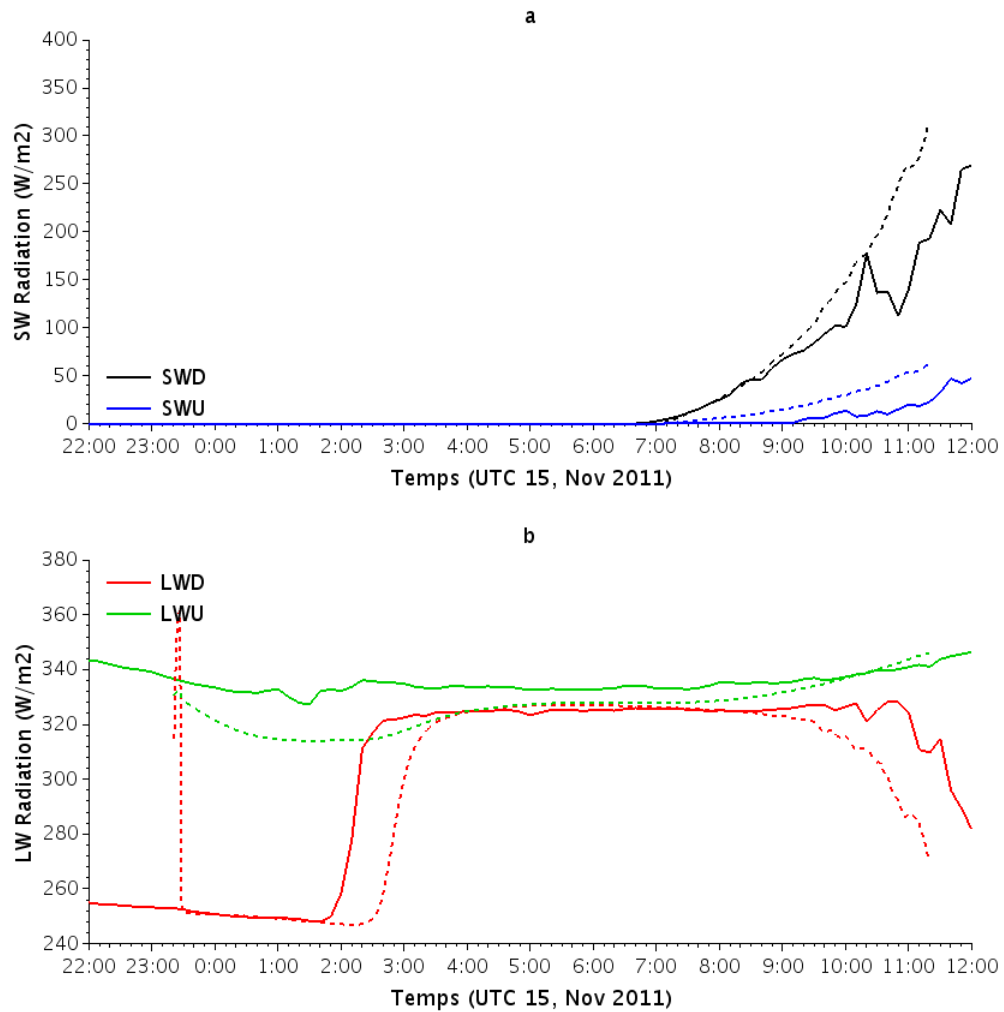


FIGURE 5.15 – Séries temporelles des flux radiatifs à 1m (en  $\text{W.m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b), observés (traits pleins) et simulés (pointillés). La simulation est initialisée à 2320 UTC le 14/11/2011 et correspond à la simulation de référence.

LES de brouillard, Bergot (2013) et Nakanishi (2000) attribuent ce pic de TKE à la destruction de l'inversion en surface. Selon Bergot (2013), c'est à partir du pic de TKE que le brouillard se développe sur la verticale et c'est précisément ce que l'on observe sur l'évolution du flux infrarouge descendant (Fig. 5.15). Dans notre cas, observation et simulation ne montrent cependant pas un pic de TKE aussi marqué que dans les articles précédemment cités, probablement du fait de la barrière d'arbres, comme le montrera la suite de l'étude. A partir de 0300 UTC, la TKE augmente. Au niveau du sol, aucune signature en TKE n'est observée au moment de la dissipation, contrairement à ce que simule Bergot (2013). Là encore la barrière d'arbre influence sur ce champ.

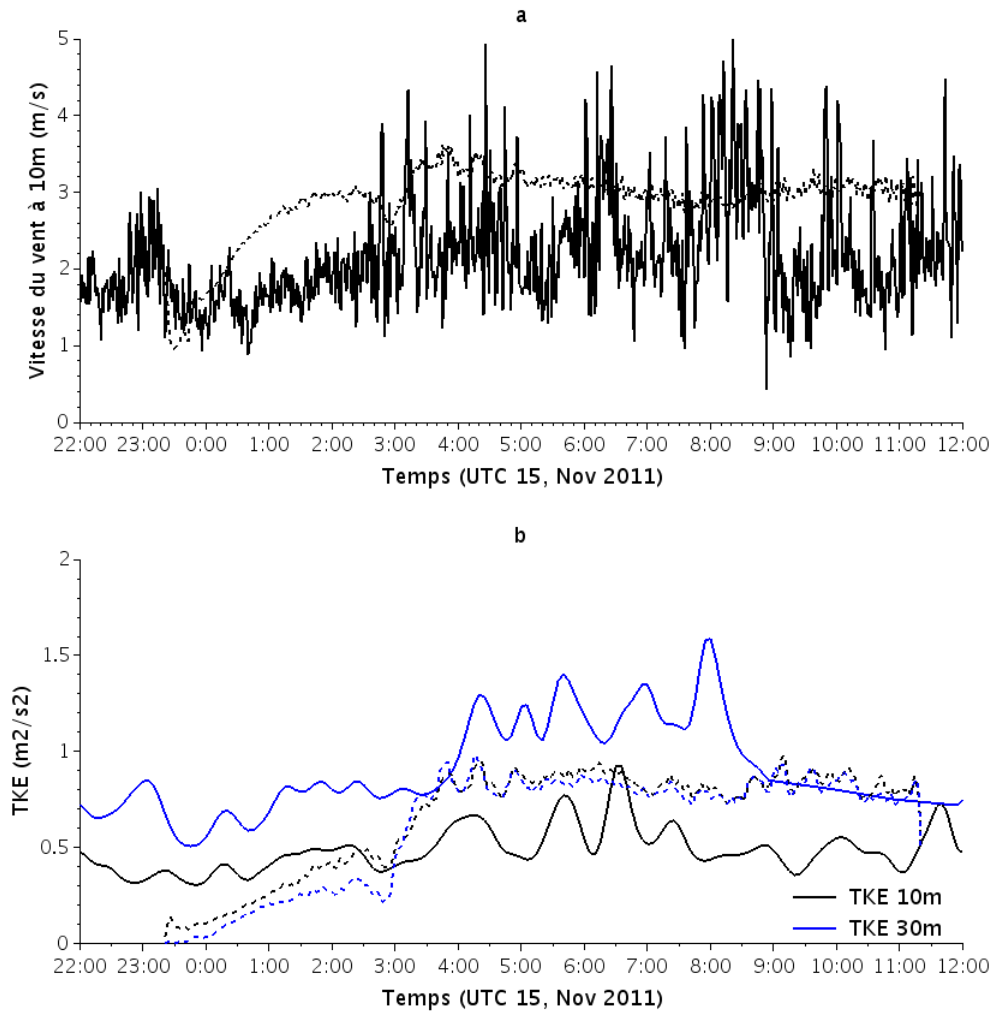


FIGURE 5.16 – Séries temporelles de vent à 10m (m/s) (a) et de TKE à 10m et 30m ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )(b), observées (traits pleins) et simulées (pontillés) par la simulation de référence.

Enfin, l'évolution temporelle du contenu en eau nuageuse, présentée en 5.17(e), montre une hauteur moyenne du brouillard simulée entre 250 m et 300 m au moment de la dissipation, qui se situe dans la gamme de valeurs observées. Ce n'est donc pas la hauteur du brouillard qui peut expliquer l'anticipation de la dissipation dans la simulation.

Les comparaisons aux observations ainsi présentées permettent de valider au premier ordre la simulation de référence. Les principaux défauts relevés sont la dissipation trop précoce du brouillard,



la différence de  $0.5^{\circ}\text{C}$  sur l'évolution de la température entre la simulation et les observations, le vent un peu surestimé, le flux LWU faiblement sous-estimé à l'inverse du flux SWU légèrement trop élevé. Ces défauts sont tout à fait conformes aux défauts des simulations généralement constatés. Nous allons donc maintenant nous appuyer sur cette simulation de référence pour analyser plus finement l'évolution verticale du brouillard, et mieux comprendre l'effet des différents processus, d'autant que nous ne disposons pas d'observation en altitude.

## 5.3 Analyse de la simulation de référence

Notre objectif étant d'étudier l'impact des différents processus dynamiques, radiatifs, thermodynamiques, puis microphysiques, sur le cycle de vie du brouillard, l'analyse se décompose suivant les différentes phases du brouillard, déterminées à partir de l'évolution du contenu en eau liquide, qui sera présentée un peu plus loin. L'heure de dissipation est déterminée selon le même critère que Bergot (2015b), c'est-à-dire lorsque le contenu en eau liquide diminue à tous niveaux. On distingue :

- une phase de formation de 0150 UTC à 0320 UTC ;
- une phase mature de 0320 UTC à 0500 UTC ;
- une phase de dissipation de 0500 UTC à 0820 UTC .

Chaque phase est décrite du point de vue de son évolution verticale moyenne, puis de sa variabilité spatiale.

### 5.3.1 Aspects dynamique et thermodynamique - Évolution verticale moyenne

L'évolution dynamique et thermodynamique du brouillard a été précédemment présentée à proximité immédiate de la surface. Afin de décrire l'évolution verticale moyenne du brouillard, les évolutions temporelles de la température potentielle, de la vitesse du vent zonal, du refroidissement radiatif (DTHrad), de la vitesse verticale dans les ascendances et du rapport de mélange en eau liquide ( $r_c$ ) sont représentées sur la figure 5.17. Ce dernier sera commenté plus en détail dans la section 5.3.3. La figure 5.18 illustre l'évolution de la stabilité dans la couche limite.

On rappelle avant de commenter l'évolution du brouillard, que s'agissant d'un phénomène de couche limite nocturne stable, son évolution est fortement liée à la turbulence, résolue et sous-maille. A la résolution horizontale de 5m, la turbulence sous maille est faible et d'un ordre de grandeur inférieur à la turbulence résolue dans toute la couche de brouillard, sauf près du sol, où les tourbillons sont naturellement plus petits (Fig.5.19 a et b). Nous nous situons donc bien dans une configuration de simulation LES, où l'essentiel des tourbillons sont résolus. Les deux principaux termes de production de turbulence sous-maille, que sont les productions dynamique (cisaillement vertical de vent) et thermique, sont ensuite déclinés (Fig.5.19 c et d).

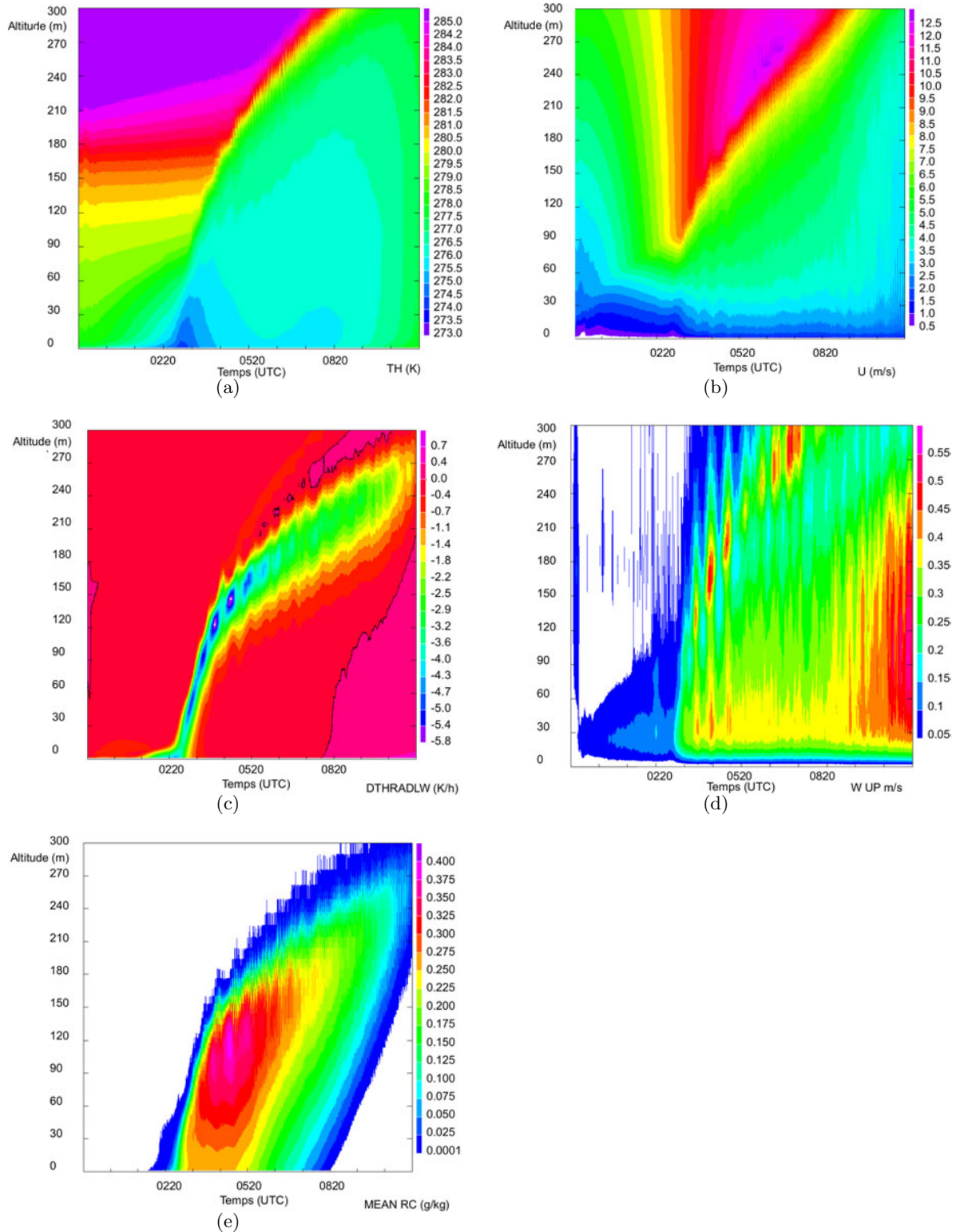


FIGURE 5.17 – Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de température potentielle (K) (a), de vent zonal (m/s) (b), de refroidissement radiatif (K/h) (en noir, l'isoligne 0) (c), de vitesse verticale ascendante (m/s) (d) et de contenu en eau liquide (g/kg) (e) pour la simulation de référence.

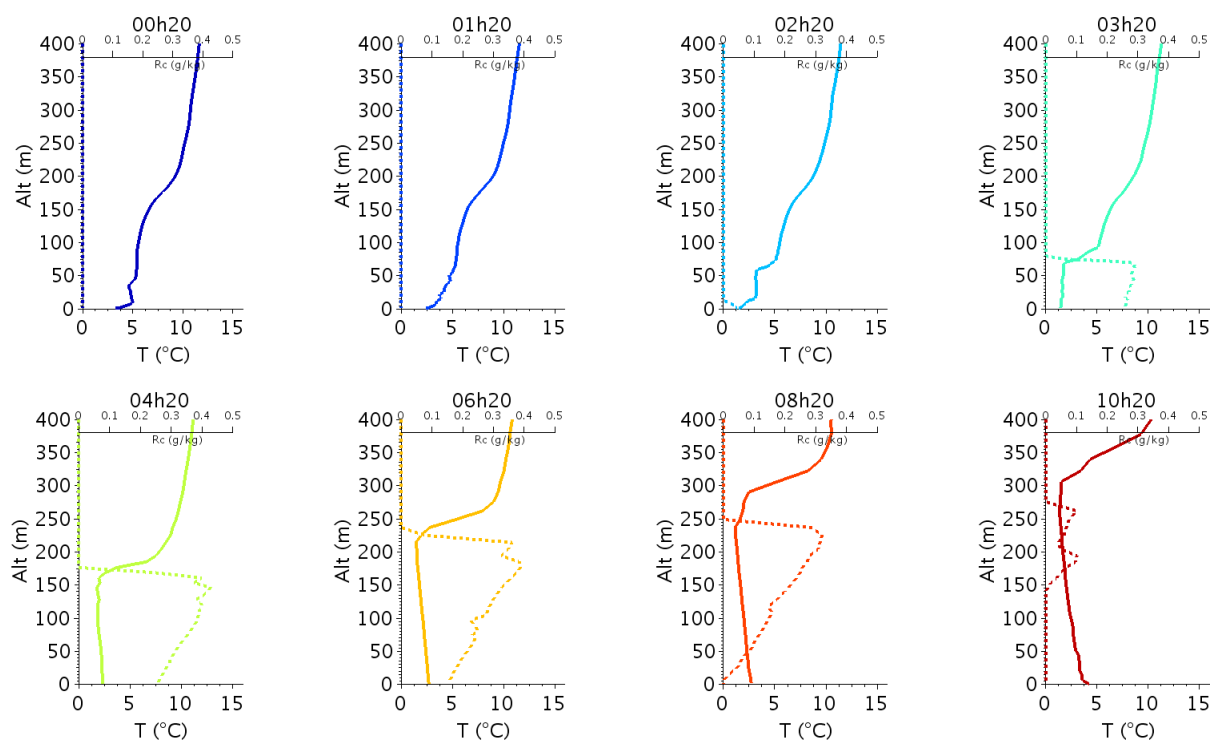


FIGURE 5.18 – Profils verticaux à l’emplacement du SIRTa horaires à 0020 UTC, 0120 UTC, 0220 UTC, 0320 UTC, 0420 UTC, 0620 UTC, 0820 UTC et 1020 UTC de température (°C) en trait plein et de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) en pointillés pour la simulation de référence.

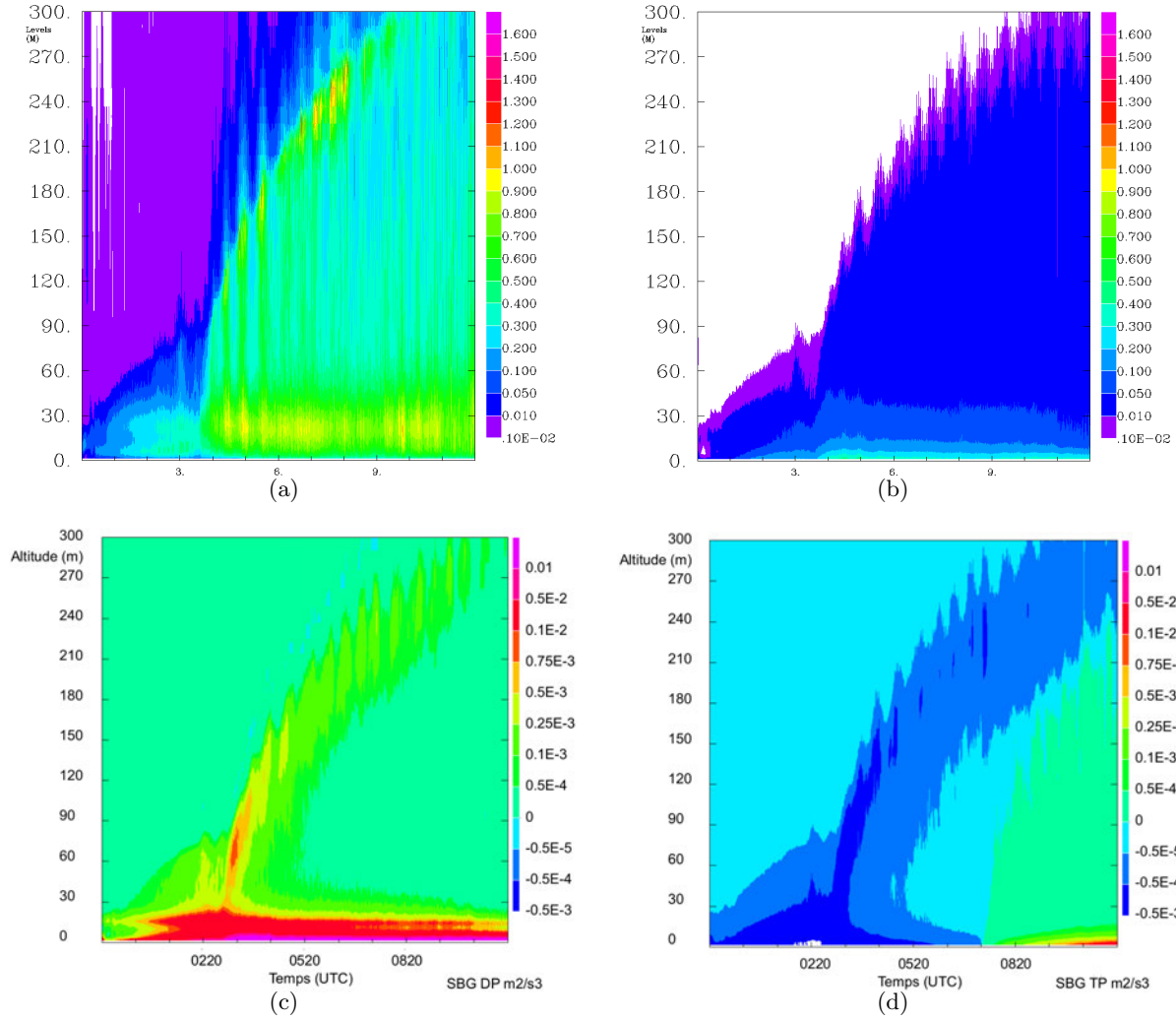


FIGURE 5.19 – Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de TKE résolue ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (a), de TKE sous maille ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (b), de production dynamique de TKE sous-maille (c) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (d) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation de référence.

### Formation du brouillard

Avant que le brouillard ne se forme, l'inversion nocturne et la forte stratification verticale (production thermique négative de TKE) limitent la production de TKE, la turbulence est alors faible (Fig. 5.19).

Le refroidissement du sol par rayonnement permet la formation des premières gouttelettes au sol à 0150 UTC. Ainsi, à 0220 UTC, un brouillard mince et peu dense est formé en moyenne sur la zone. Le refroidissement devient alors maximum au sommet du brouillard par effets thermodynamiques :

- L'eau nuageuse se comportant comme un corps noir pour le rayonnement infrarouge, et émettant davantage d'énergie qu'elle n'en reçoit de l'air non saturé, le refroidissement est maximal à l'interface avec l'air non saturé (Fig. 5.17(c)) ;
- L'évaporation des gouttelettes du fait de l'air non saturé au dessus du brouillard crée un refroidissement, qui s'ajoute au refroidissement radiatif ;

Le refroidissement induit par ces deux processus au sommet est supérieur au réchauffement par condensation, car la production thermique de TKE est négative. La turbulence d'origine dynamique, présente au sommet du brouillard par augmentation du vent au dessus, permet ensuite de propager ce refroidissement sur toute la couche sommitale et de favoriser le développement du

nuage.

Le refroidissement radiatif, initialement de  $-3$  à  $-4$  K/h à la formation du brouillard, atteint ensuite jusqu'à  $-5$  K/h au sommet du brouillard (Fig. 5.17(c)).

A 0150 UTC, lorsque le brouillard se forme, les valeurs de vitesses verticales dans le brouillard sont en moyenne de  $0.15$  m/s (Fig. 5.17(d)). Avec le développement du brouillard, les vitesses verticales augmentent jusqu'à  $0.35$  m/s à  $30$  m et jusqu'à  $0.20$  m/s entre  $30$  m et le sommet du brouillard. C'est durant cette période que le brouillard effectue sa transition microphysique de phase de formation à phase mature.

Ces vitesses verticales sont légèrement plus élevées que celles mesurées par Ye et al. (2015) dans le brouillard à Tianjin, en Chine de  $40$  m à  $220$  m, qui étaient de  $0.1$ - $0.2$  m/s. En faisant l'hypothèse de détente adiabatique, les vitesses verticales moyennes simulées correspondent à un refroidissement d'environ  $4.5$  °K/h, ce qui est en accord avec le refroidissement radiatif modélisé.

### Évolution du brouillard

Le sommet du brouillard rayonne vers l'atmosphère libre, il se refroidit plus vite que les niveaux inférieurs (Fig. 5.17(c)). Au fur et à mesure que le brouillard se développe, l'inversion de température au dessus du brouillard devient de plus en plus marquée ( $-3.5$  °C/100m à 0420 UTC) et l'intérieur du brouillard devient de plus en plus mélangée (Fig. 5.18). Le taux de refroidissement radiatif continue à croître légèrement (jusqu'à  $-6$  °K/h) (Fig. 5.17(c)) en s'opposant à l'entraînement sommital d'air plus chaud et sec (marqué par la production thermique négative de TKE).

Au sommet du brouillard un cisaillement de vent est présent (fig. 5.17(b)), il se déplace avec le développement vertical du brouillard. A ce cisaillement est associé une forte production dynamique de TKE (Fig. 5.19(c)) et bien que la production thermique de TKE soit négative (Fig. 5.19(d)) due à l'inversion sommitale, des pics de TKE sont présents au sommet du brouillard (Fig. 5.19(b)).

Au niveau du sol, la perte de stabilité de la couche limite et le chauffage du sol par le brouillard lui-même (Fig. 5.17(c)) atténuent la production thermique négative de TKE (terme puits) (Fig. 5.19(d)) ce qui engendre une augmentation de la TKE. Celle-ci se généralise à toute la couche de brouillard et conduit à une homogénéisation du brouillard (Fig. 5.18). Comme observé par Price (2011), la couche limite devient alors adiabatique saturée puis légèrement instable. Puisque le profil vertical de température devient décroissant avec l'altitude, celui du rapport de mélange de vapeur saturante aussi. On observe alors une croissance du contenu en eau liquide avec l'altitude, qui est maximal au sommet.

Par ailleurs, plus le profil de température s'éloigne de son état stable, plus le rapport de mélange en vapeur saturante diminue avec l'altitude, et donc plus il y a d'eau condensée. Ce profil de température est contrôlé d'une part par le chauffage de la surface, et d'autre part par le refroidissement radiatif au sommet du brouillard. Or, plus le contenu en eau liquide est fort, plus la surface va se réchauffer et plus le sommet va se refroidir et donc plus le profil de température va tendre vers un état instable et permettre la condensation d'eau. En d'autres termes la condensation de l'eau amène à des rétroactions positives.

La perte de stratification et les vitesses verticales pilotent donc la quantité d'eau liquide simulée.

### Dissipation du brouillard

Au sol, la forte émissivité thermique des gouttelettes d'eau crée un effet de serre sous le brouillard (évolution du LWD sur la figure 5.15). Le brouillard commence à se dissiper par le bas avant le

lever du soleil. A son lever à 0700 UTC, le terme de production thermique de TKE devient positif (Fig. 5.19(d)). Les contributions thermiques et dynamiques s'ajoutent et augmentent la TKE en surface, ce qui accélère la dissipation du brouillard par le bas. Parallèlement, le brouillard continue à croître par le sommet, du fait de l'augmentation de la turbulence. A partir de 8h20 en moyenne sur le domaine, le brouillard évolue en stratus, le refroidissement radiatif et celui dû à l'évaporation des gouttelettes se poursuivant au sommet. En effet le réchauffement radiatif qui s'opère au sommet par le rayonnement visible demeure inférieur au refroidissement, la tendance de température par effet radiatif restant négative (Fig. 5.17(c)).

Comme énoncé précédemment, aucune signature spécifique en TKE n'est observée à la dissipation. La barrière d'arbres peut en être la cause : en effet, elle accentue la production dynamique de TKE, qui est d'intensité comparable à la production thermique de TKE au lever du soleil.

### 5.3.2 Aspects dynamique et thermodynamique - Variabilité horizontale

La présence d'une barrière d'arbres induit des hétérogénéités verticale et horizontale, qui vont impacter différemment le brouillard au cours de son cycle de vie.

#### Formation du brouillard

Derrière la barrière d'arbres, l'air est mélangé sur une hauteur de 30m et son effet se fait ressentir sur une distance horizontale de 500m (Fig. 5.20). Le brassage induit par la barrière d'arbres crée une subsidence de l'ordre de 2 cm/s derrière celle-ci (non montré). De l'air plus chaud et plus sec provenant des niveaux supérieurs est alors ramené vers les plus basses couches, ce qui limite le refroidissement (Fig. 5.20(a)).

Ainsi, à 0220 UTC, on simule un gradient horizontal de température potentielle de 3 K/500m entre la zone juste en aval de la barrière d'arbres et la zone plus loin en aval. Consécutivement, la formation du brouillard n'est pas homogène sur tout le domaine (Fig. 5.20(b)). Il se forme préférentiellement en amont de la barrière d'arbres, et assez loin en aval, là où le refroidissement est maximal. Immédiatement derrière la barrière d'arbres, l'air plus chaud amené par subsidence freine la formation du brouillard. Ainsi, la période de formation du brouillard simulé au sol se prolonge pendant environ 1h, jusqu'à 0120 UTC, le brouillard au sol est formé uniquement en amont et très en aval de la barrière d'arbres, alors qu'à 0220 UTC, le brouillard est formé partout. La période de formation de 1h consécutive à la barrière d'arbres est à mettre en parallèle de la période de formation de 1h30 obtenue par Bergot et al. (2015a) du fait des bâtiments sur l'aéroport Roissy-CdG. On note par ailleurs que la turbulence induite par les arbres crée des structures alignées dans la direction du vent (Fig. 5.20(d)). Ainsi, la turbulence induite par la barrière d'arbres empêche la mise en évidence d'ondes de Kelvin-Helmoltz telles que simulées par Bergot (2013) et Nakanishi (2000) en conditions homogènes, lors de la phase de formation du brouillard.

#### Évolution du brouillard

Au sommet du brouillard, un cisaillement de vent est présent, créant une production dynamique de TKE sous-maille (Fig. 5.19(c)). Des structures de type rouleaux, d'une longueur d'onde horizontale de l'ordre de 650m, alignées perpendiculairement au vent moyen, sont présentes (Fig. 5.21), caractérisées par une hauteur de l'ordre de 70m – 80m. Ce type de structure a été simulé par Bergot (2013) et Nakanishi (2000) en conditions homogènes, qui l'attribuent à des instabilités de Kelvin-Helmoltz. Il est ici logique que l'on reproduise ces mêmes structures, qui, à 150m au dessus du sol, ne sont plus influencées par les effets de surface de la barrière d'arbres. En effet, durant la phase mature, le développement de la couche de brouillard est piloté par les processus au sommet. La barrière d'arbres n'induit plus non plus d'hétérogénéité du brouillard près de la surface.

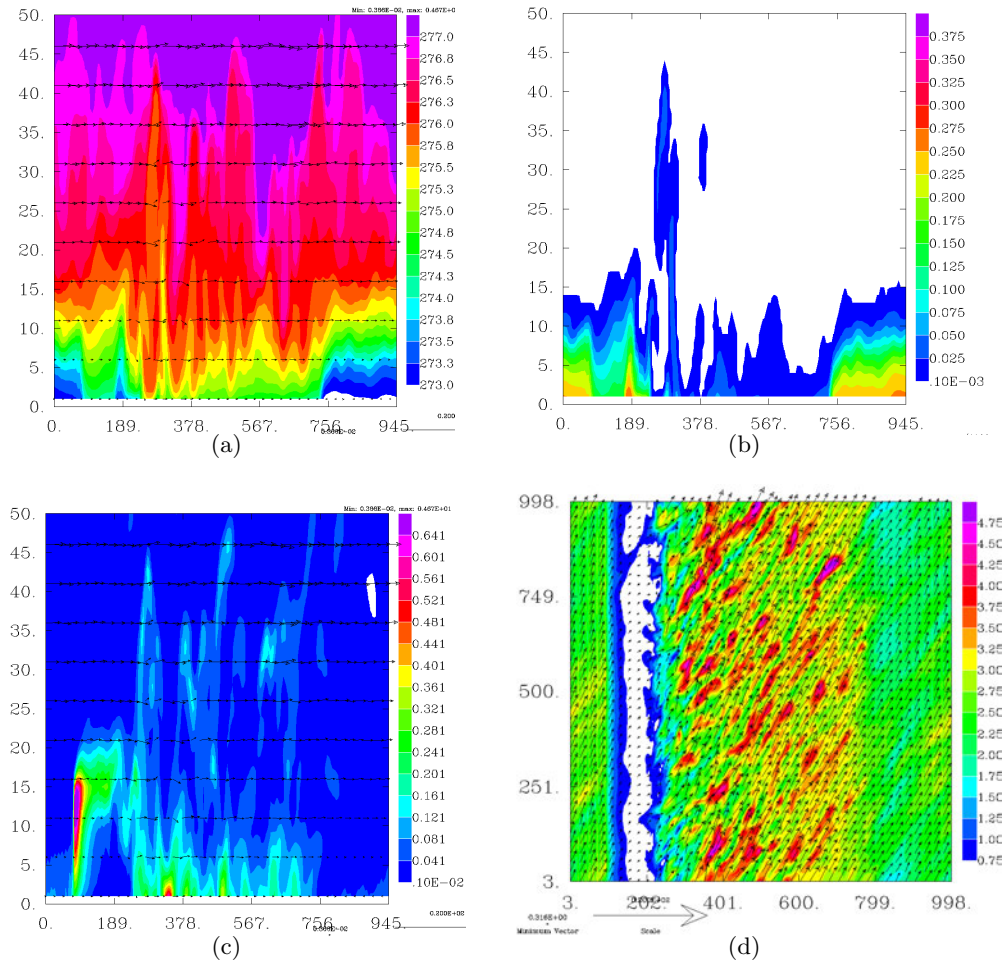


FIGURE 5.20 – Coupes verticales à 0220 UTC de température potentielle (K) (a), de contenu en eau liquide (g/kg) (b) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) avec superposition des flèches de vent (c). Coupe horizontale à 0220 UTC de module de vent à 10m (m/s) (d), pour la simulation de référence.

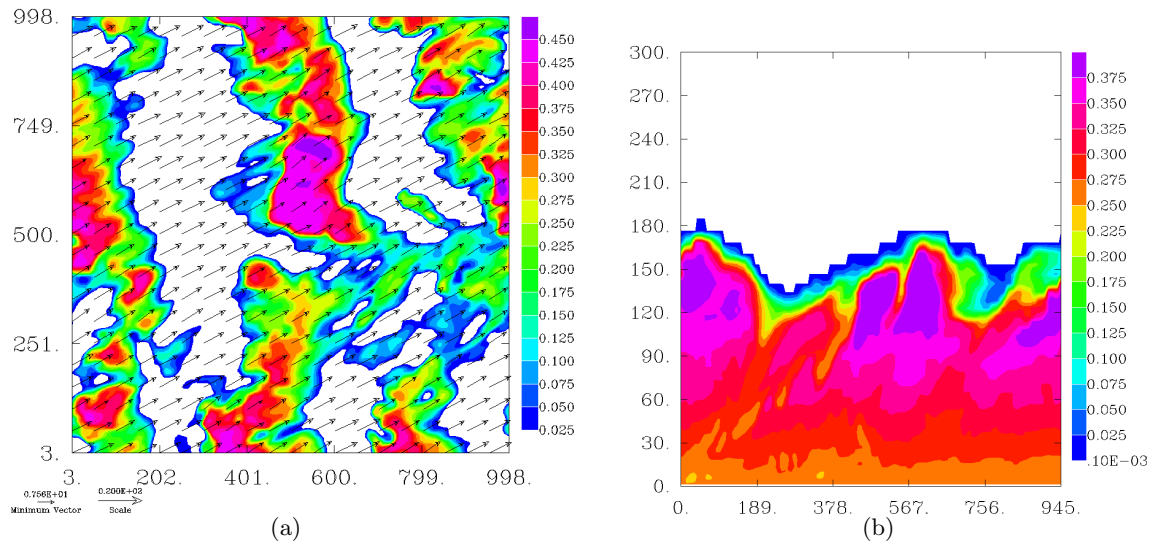


FIGURE 5.21 – (a) Coupe horizontale à 0420 UTC à 155m du contenu en eau liquide (g/kg) avec superposition des vecteurs vents (m/s). (b) Coupe verticale à 0420 UTC à  $y=750\text{m}$  du contenu en eau liquide (g/kg) (b).



## Dissipation du brouillard

Pendant la période de dissipation, le contenu en eau nuageuse diminue à tous niveaux, du fait de la turbulence qui augmente (Fig. 5.22). Il n'apparaît pas d'hétérogénéité liée à la surface dans la couche nuageuse. La dissipation du brouillard au sol se produit durant 20 min, entre 7h50 et 8h15. Ceci est en accord avec Bergot (2015b) qui montre que la dissipation est principalement pilotée par les processus dynamiques et non par les hétérogénéités de surface. Des structures horizontales consécutives à la barrière d'arbres apparaissent toutefois lors de la dissipation : les zones de plus forte turbulence au sol favorise la dissipation du brouillard (Fig. 5.23), tout comme l'effet des bâtiments sur la dissipation du brouillard simulé par Bergot (2015b).

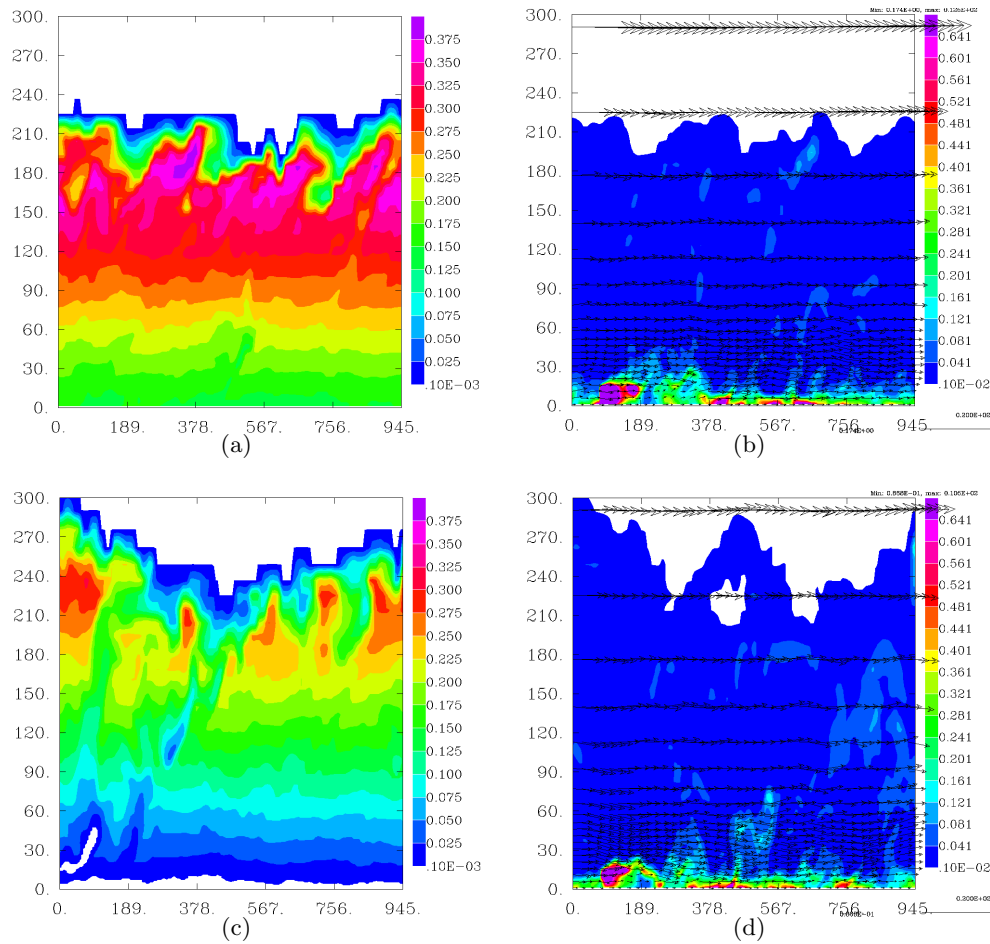


FIGURE 5.22 – Coupes verticales à 0620 (en haut) et 0820 UTC (en bas) de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (à gauche) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) avec superposition des flèches de vent (à droite).



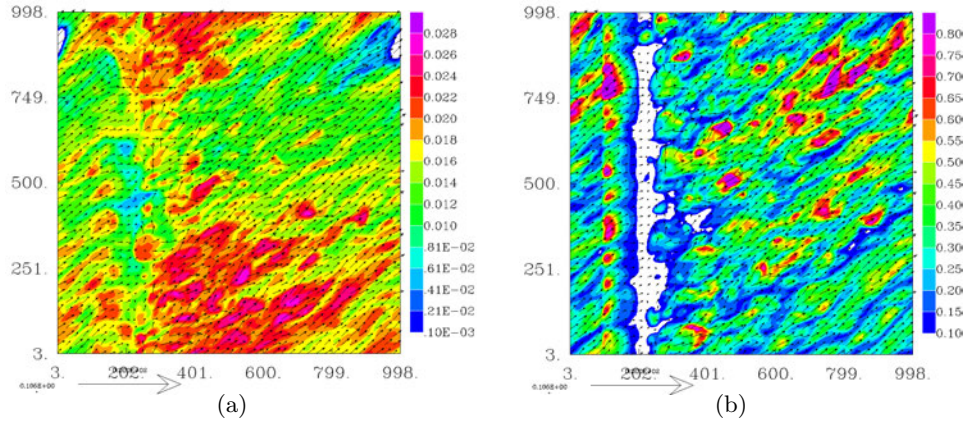


FIGURE 5.23 – Coupes horizontales à 2m à 0804 UTC de rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a) et de TKE ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (b) avec superposition des flèches de vent .

Pour résumer l'analyse dynamique et thermodynamique du brouillard simulé, la barrière d'arbres a un rôle essentiel durant la phase de formation, en limitant le refroidissement au sol, induisant une hétérogénéité spatio-temporelle et empêchant la mise en évidence d'ondes de Kelvin-Helmoltz. Celles-ci apparaissent lors de la phase mature du brouillard, au sommet de la couche, quand les processus radiatifs et turbulents au sommet du brouillard pilotent son développement. La dissipation au sol du brouillard est également influencée par l'hétérogénéité de surface, même si les effets sont moins prononcés que lors de la phase de formation. L'évolution microphysique du brouillard simulé est maintenant examinée.

### 5.3.3 Évolution microphysique

Les performances du modèle sont aussi évaluées à travers sa faculté à reproduire les caractéristiques microphysiques du brouillard que sont le LWC et la concentration en gouttelettes au dessus du sol.

#### Évolution au sol

La figure 5.24 compare le LWC et la concentration en gouttelettes observés et simulés au dessus du sol.

Comme énoncé précédemment, trois phases sont observées sur l'évolution des grandeurs microphysiques, elles sont définies par rapport à l'évolution du LWC : une phase de formation de 0150 UTC à 0320 UTC, une phase mature de 0320 UTC à 0500 UTC et une phase de dissipation de 0500 UTC à 0820 UTC.

Durant la phase de formation, une importante activation de  $1320 \text{ cm}^3$  est simulée et le contenu en eau liquide atteint  $0.33 \text{ g.m}^{-3}$ .

Durant la phase mature,  $560 \text{ cm}^{-3}$  sont activées en plus des  $1320 \text{ cm}^{-3}$  existantes, le contenu en eau liquide étant à peu près stable.

Pendant la phase de dissipation, le contenu en eau liquide diminue de manière continue, mais la concentration de gouttelettes ne diminue qu'à partir de 0800 UTC.

De façon générale durant l'épisode, la concentration de gouttelettes au sol est extrêmement forte, en moyenne de  $1880$  particules par  $\text{cm}^3$ , tout comme le contenu en eau liquide présentant un maximum de  $0.33 \text{ g.m}^{-3}$ . Les distributions de gouttelettes obtenues au sol sont donc très différentes

de celles mesurées, et le mode en diamètre simulé, égal à  $5 \mu\text{m}$  à 0500 UTC, est plus fin que celui mesuré ( $9 \mu\text{m}$ ). Les grandeurs microphysiques simulées au sol ne sont donc pas représentatives des observations, la concentration de gouttelettes est en moyenne 35 fois supérieure aux observations et le contenu en eau liquide, 9 fois supérieur.

D'une part, les fortes valeurs de concentrations de gouttelettes sont liées au faible diamètre des gouttelettes, puisque l'eau liquide est partagée en un très grand nombre de supports. Et d'autre part, en dehors des processus d'évaporation/condensation et de mélange, le contenu en eau liquide dans le brouillard est piloté par la sédimentation. Celle-ci diminue avec le diamètre des gouttelettes. Les faibles diamètres de gouttelettes simulés impliquent une faible perte d'eau liquide par sédimentation, ce qui accroît le défaut de la simulation.

On peut noter que les simulations LES de Bergot (2013), basées sur le cas du 18-19 février 2007 de la campagne ParisFog, présentent un contenu en eau liquide également élevé (jusqu'à  $0.4 \text{ g.kg}^{-1}$ ), mais ce cas ne dispose pas de mesures de validation microphysiques.

Si l'on se réfère au contenu d'eau intégré sur la verticale (le LWP) (Fig.5.25), pour lequel il existe cependant une forte imprécision sur la mesure (supérieure à  $20 \text{ g.m}^{-2}$  selon Löhnert et Crewell (2003)), le modèle produit des valeurs plus réalistes. Les hauteurs de brouillard étant par ailleurs relativement bien reproduites, cela signifierait que la répartition verticale des contenus en eau liquide serait incorrecte, avec une surestimation des contenus près du sol, et donc une sous-estimation en altitude.

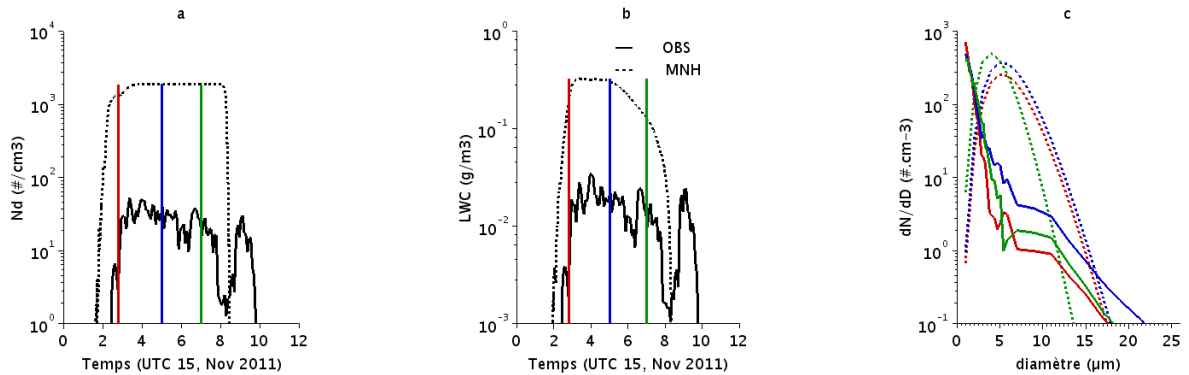
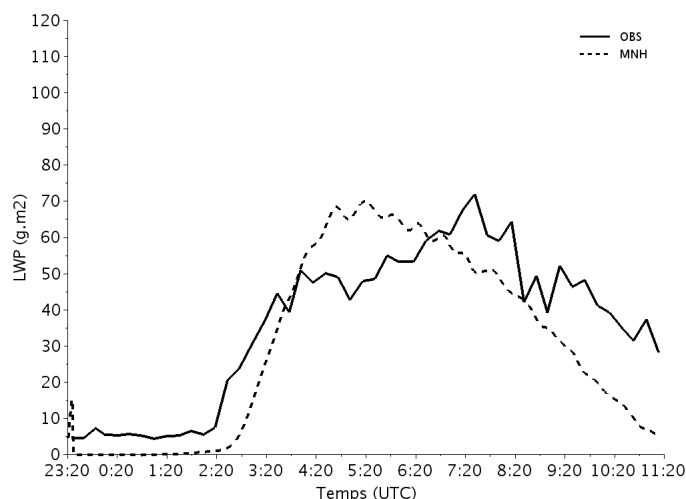


FIGURE 5.24 – Evolution temporelle de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g/m}^{-3}$ ) (b) et des distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}.\mu\text{m}^{-1}$ ) (c), à 3m, à différents temps indiqués par des lignes colorées (0250 UTC, 0600 UTC et 0800 UTC). Les résultats de simulations sont en pointillés et les observations en traits pleins.

FIGURE 5.25 – Evolution temporelle du LWP (en  $\text{g.m}^2$ ) mesuré et simulé

### Évolution verticale

La figure 5.26 présente l'évolution temporelle du profil vertical moyen du contenu en eau liquide, et de la concentration de gouttelettes. La concentration de gouttelettes est homogène et très élevée dans le brouillard et diminue en dessous de 60m du sommet. Le contenu en eau liquide est maximum à 0430 UTC entre 110m et 130m, et diminue en dessous de 60m du sommet. Après 0430 UTC, le brouillard atteint le sommet de la couche limite résiduelle, son évolution se fait dans une couche plus sèche (Fig. 5.18) et la production d'eau liquide diminue.

Une telle distribution verticale d'eau liquide croissant vers le haut semble réaliste en comparaison de différentes campagnes d'observation (Okita, 1962; Goodman, 1977; Pinnick et al., 1978; Egli et al., 2015). Néanmoins, on ne retrouve pas les profils verticaux de concentration de gouttelettes croissants vers le haut avec un pic au sommet, mesurés par Okita (1962) et Egli et al. (2015).

### Activation

Le sujet principal de cette étude étant le processus d'activation, on constate que la concentration de gouttelettes est extrêmement élevée et peu réaliste, même s'il a été remarqué que des concentrations de gouttelettes de l'ordre de  $1000 \text{ part.cm}^3$  ont déjà été mesurées mais dans des atmosphères très polluées (Liu et al., 2011; Niu et al., 2012; Egli et al., 2015). Si la concentration de gouttelettes est aussi forte, c'est que la concentration d'aérosols activés est très importante. Or la concentration d'aérosols activés est directement liée à la valeur de la sursaturation. Ainsi, le spectre d'activation (Fig. 5.13) indique que la forte concentration de gouttelettes est due à des sursaturations de l'ordre de 0.45%. Cette valeur est extrêmement élevée, puisque l'on s'attend plutôt à des sursaturations inférieures à 0.1% dans le brouillard. Compte tenu des hypothèses de la paramétrisation de l'activation dans le schéma microphysique KHKO, basée sur l'équation d'évolution de la sursaturation (2.17), ces fortes sursaturations peuvent être dues à :

- Un fort refroidissement radiatif, mais nous ne disposons pas de mesure du refroidissement radiatif. On peut simplement affirmer que l'évolution de la température simulée au sol est représentative de celle mesurée (Fig. 5.14), et même légèrement plus élevée durant le brouillard. Cela ne semble donc pas être l'hypothèse la plus probable

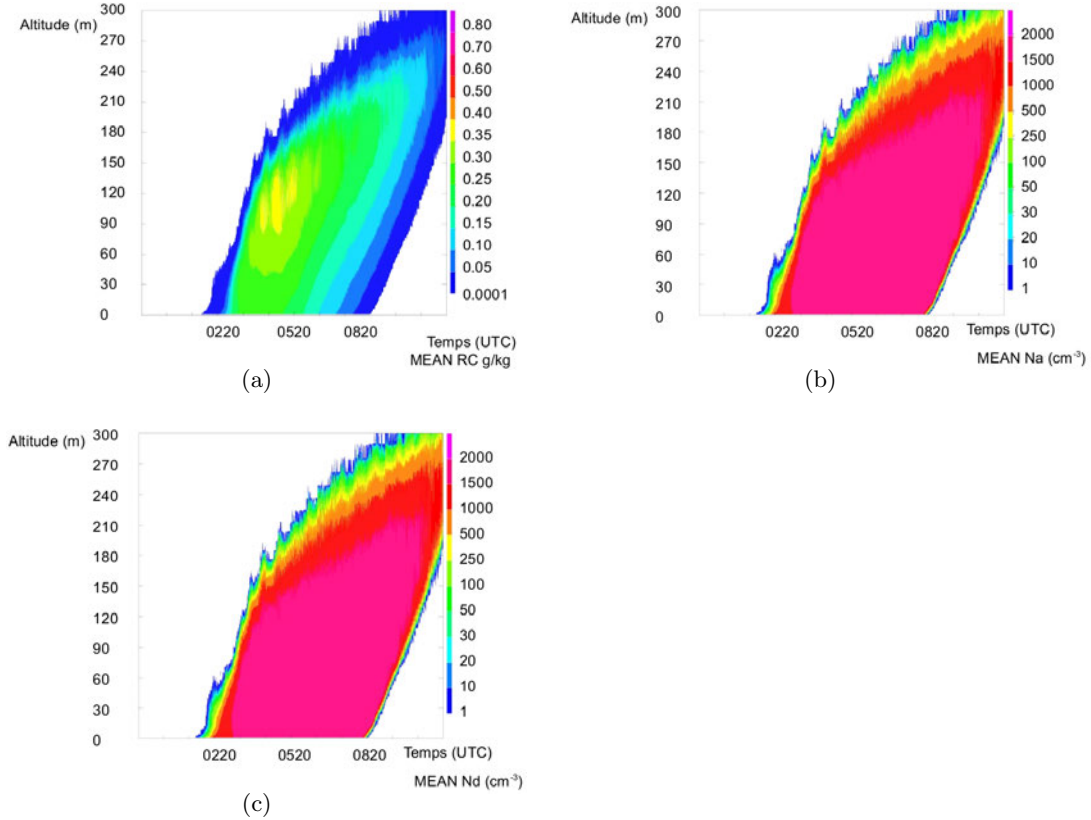


FIGURE 5.26 – Evolution temporelle des profils verticaux moyens, sur le domaine bleu, du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a), du nombre d'aérosols activés ( $\text{cm}^{-3}$ ) (b) et de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (c) pour la simulation de référence.

- De fortes vitesses verticales : en effet, d'une part, le critère d'activation est basé à la fois sur la vitesse verticale et la TKE, comme présenté en 4.5 : la vitesse verticale conditionne donc les zones de déclenchement de l'activation. D'autre part, la vitesse verticale est un des trois paramètres de l'équation de la sursaturation (2.17), et module donc l'intensité de l'activation. Ainsi, sur l'évolution temporelle du profil vertical moyen de la concentration de gouttelettes, lorsque le brouillard est formé, les vitesses verticales augmentent et la concentration d'aérosols activés également. La figure 5.27 présente des coupes verticales à 0235 UTC des vitesses verticales et de la concentration d'aérosols activés et une coupe horizontale à 30m de la superposition de ces deux champs. Elle montre le caractère spatialement discontinu de l'activation, ainsi qu'une forte corrélation entre ascendances et activation.

Afin de mettre en évidence l'influence des vitesses verticales sur le processus d'activation dans le brouillard, deux tests de sensibilité sont réalisés. Une première simulation fixe une vitesse verticale pour le calcul de la sursaturation maximale, égale à  $0.01\text{m/s}$ , soit plus de 10 fois plus faible que les vitesses verticales dans la simulation de référence (Fig.5.28). A 3m, le brouillard résultant a une concentration d'aérosols activés maximale de  $80\text{ cm}^{-3}$  contre  $1912\text{ cm}^{-3}$  pour la simulation de référence. Sa formation a également lieu 25 min plus tard et sa dissipation 15 min plus tard, en moyenne sur le domaine. Le contenu en eau liquide obtenu est également diminué, mais moins significativement ( $0.22\text{ g/kg}$  contre  $0.26\text{ g/kg}$  à 3 m). Le diamètre des gouttelettes étant 2 fois plus élevé (Rayon effectif  $\sim 20\text{ }\mu\text{m}$  contre  $10\text{ }\mu\text{m}$ ), leur sédimentation est plus élevée, mais l'impact sur le contenu en eau liquide est limité. Une seconde simulation modifie le critère de déclenchement de l'activation, en ne

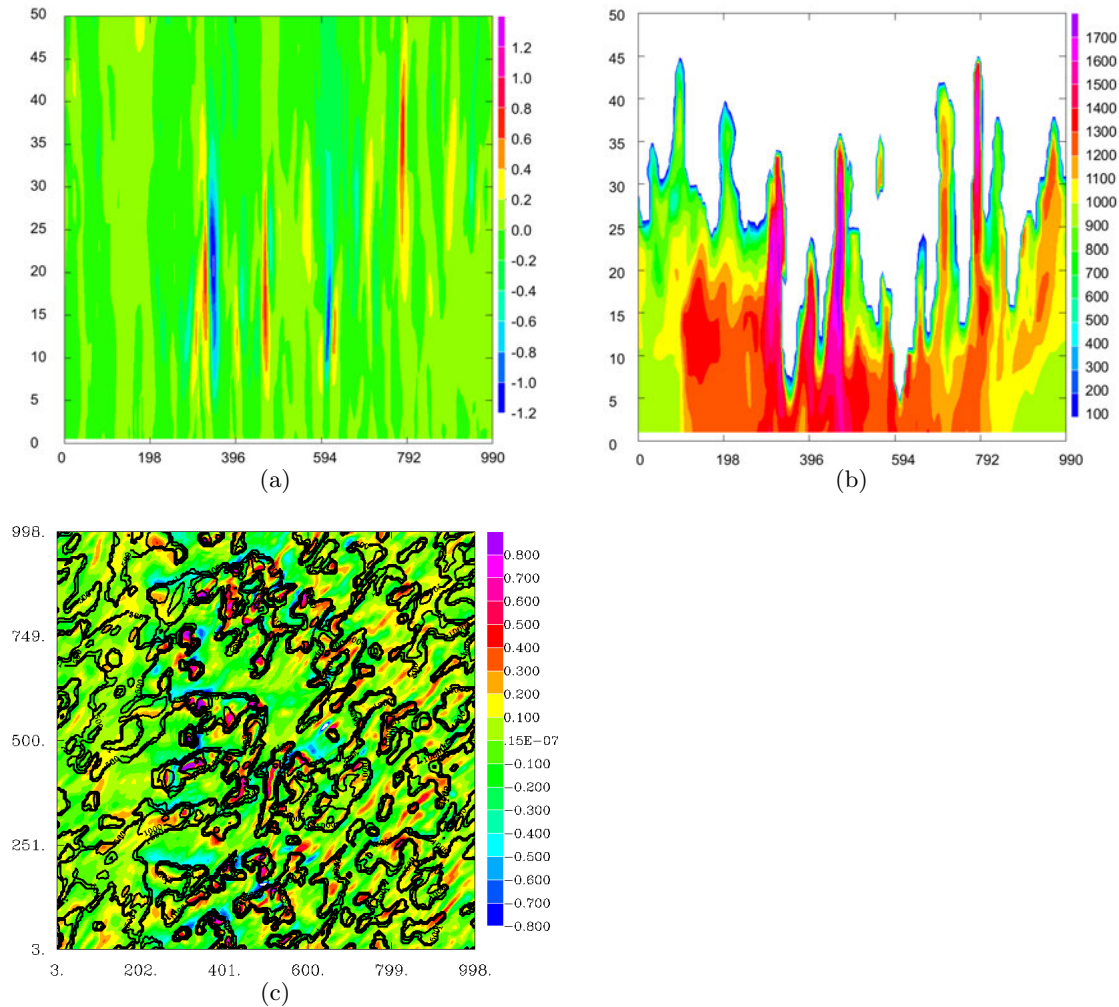


FIGURE 5.27 – Coupe verticale à 0235 UTC des vitesses verticales (m/s) (a), de la concentration d’aérosols activés (cm<sup>-3</sup>)(b). En (c) coupe horizontale à 30 m de la vitesse verticale (en ms/s, en couleur) avec la superposition de la concentration d’aérosols activés, représentée par des isolignes noires.

considérant plus que les vitesses verticales résolues pour l’activation sans tenir compte de la contribution sous maille (turbulente). Cela modifie très peu le nombre d’aérosols activés et le rapport de mélange en eau nuageuse (maximum de 0.372g/kg contre 0.388g/kg dans la simulation de référence, non montré). Ceci est cohérent avec le fait que nous sommes bien en configuration LES, où les mouvements résolus sont prépondérants, et que la vitesse verticale pilote l’activation paramétrée. Une surestimation des vitesses verticales peut donc être à l’origine de la surestimation de la concentration d’aérosols activés. Nous ne disposons pas malheureusement de mesures de profils de vitesse verticale à fine échelle spatiale.



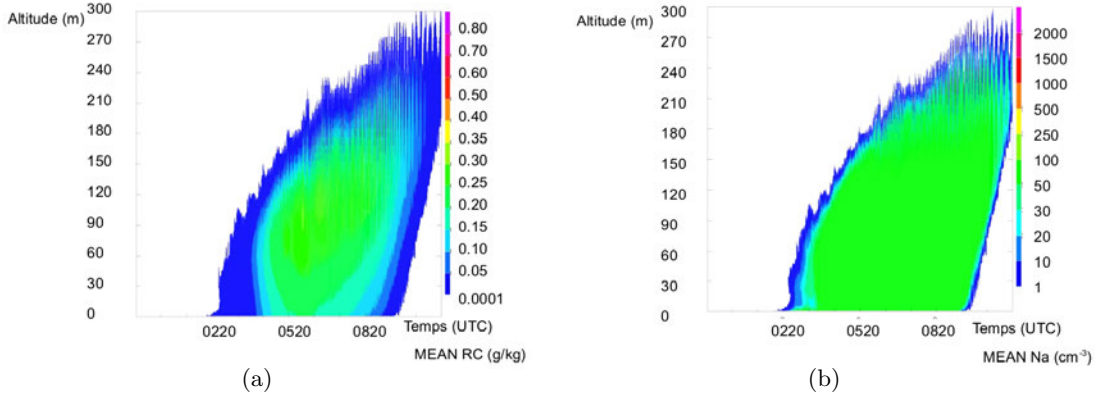


FIGURE 5.28 – Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) (a) et de la concentration d’aérosols activés (cm<sup>-3</sup>) (b) moyennés sur le domaine bleu, pour le test de sensibilité consistant à imposer une vitesse verticale pour le calcul de la sursaturation maximale égale à 0.01m/s.

- Une durée de vie importante des structures tourbillonnaires responsables des vitesses ascendantes. En effet, le schéma d’ajustement à la saturation calcule la concentration de particules d’aérosols activés en utilisant la valeur du maximum de sursaturation diagnostiquée en résolvant l’équation d’évolution de la sursaturation égale à 0. Ce calcul est justifié lorsque la sursaturation maximale a pu être atteinte. Or, la durée de vie des structures n’est pas nécessairement assez longue pour permettre à la sursaturation d’atteindre cette valeur maximale (quelques secondes).

La figure 5.29 présente l’évolution horizontale du champ de vitesse verticale à 0235 UTC et 0236 UTC à 30 m. Elle montre que quelques cellules turbulentes (qui ont été suivies toutes les 10 secondes) ont une durée de vie supérieure à la minute. Ce qui signifie que l’activation à la sursaturation maximale peut être justifiée pour certains tourbillons. Notons tout de même que si la sursaturation maximale peut parfois être atteinte, il n’est pas assuré que ce soit à la bonne altitude puisque il y a activation dans la première maille où le tourbillon passe, mais elle n’est nécessairement celle où le maximum de sursaturation serait atteint.

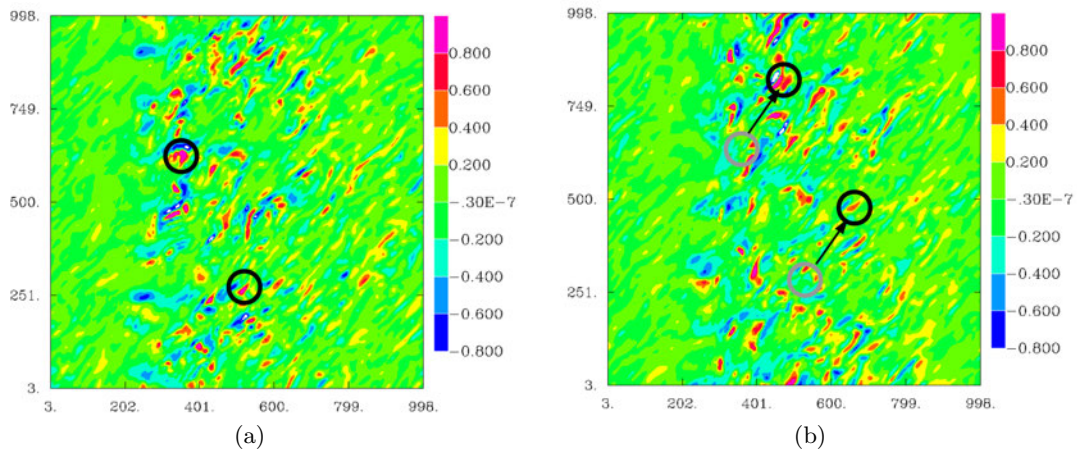


FIGURE 5.29 – Coupe horizontale à 30m du champ de vitesse verticales (m/s) à 0235 UTC (a) et 0236 UTC (b). Deux structures sont suivies (rond noir), la position des structures de 0235 UTC est en gris à 0236 UTC.

- Un faible contenu en eau liquide : le contenu en eau liquide constitue un terme puits pour la sursaturation. Or le contenu en eau liquide est fort dans les simulations. Toutefois le

schéma d'ajustement à la saturation ne tient pas compte de l'eau déjà condensée pour le diagnostic de la sursaturation maximale, mais seulement de l'eau nouvellement condensée. Ainsi, au passage de la phase mature, une nouvelle activation par les vitesses verticales a lieu dans le brouillard, (Fig. 5.26(b)) et la contribution de l'eau liquide déjà présente n'est alors pas considérée pour le calcul de la sursaturation. Mais aussi, les maxima de refroidissement radiatif sont rencontrés dans les mailles contenant déjà de l'eau liquide (Fig. 5.17) et ils contribuent à la sursaturation, cette contribution est donc surestimée. Ainsi, le schéma d'ajustement à la saturation surestime la sursaturation dans les mailles contenant déjà de l'eau liquide.

Une hypothèse plausible serait ainsi que le schéma d'ajustement à la sursaturation surestime la concentration de gouttelettes pour deux raisons.

La durée de vie des structures tourbillonnaire ne serait pas assez longue pour qu'il y ait activation à la sursaturation maximale. Même si l'utilisation de diagnostic lagrangien serait nécessaire pour suivre la durée de vie des structures, on peut néanmoins observer que certaines structures ont une durée de vie suffisamment longue. La non prise en compte de l'eau liquide condensée, alors qu'elle constitue un terme puits pour la sursaturation, pourrait fortement contribuer à la surestimation de la concentration de gouttelettes.

Toutefois, les fortes vitesses verticales simulées ont aussi un rôle prépondérant dans le diagnostic de la sursaturation maximale et donc dans le processus d'activation. Nous reviendrons sur ces hypothèses dans la suite de l'étude.

### Comparaison avec une simulation 1D

Enfin ce cas de brouillard a été simulé en 1D avec le même modèle MésO-NH par Stolaki et al. (2015), et la comparaison pourrait paraître surprenante puisqu'ils obtiennent des concentrations de gouttelettes simulées de l'ordre de  $150 \text{ cm}^{-3}$ . Plusieurs raisons expliquent ces différences :

- les simulations diffèrent dans leur initialisation et leur forçage mais aussi sur le spectre d'aérosols d'activation. Stolaki et al. (2015) renseignent une concentration de  $541 \text{ cm}^{-3}$  pour le mode d'accumulation, alors que dans cette thèse elle est fixée à  $2017 \text{ cm}^{-3}$  pour correspondre au spectre d'activation observé.
- Dans une simulation 1D, il n'y a pas de vitesse verticale, le calcul de la sursaturation maximale utilise donc uniquement la vitesse verticale turbulente sous-maille. Il n'y a donc pas de forte activation par les ascendances due aux tourbillons dans les simulations 1D.
- La concentration de gouttelettes étant plus faible dans Stolaki et al. (2015), la sédimentation de l'eau nuageuse joue un rôle fort pour limiter le contenu en eau. Mais ils obtiennent tout de même des contenus en eau liquide supérieurs à  $0.3 \text{ g.m}^{-3}$  près du sol, ce qui est surestimé.

### Conclusion sur la simulation de référence

La thermodynamique de la simulation de référence paraît cohérente mais la très forte concentration en gouttelettes simulée ne peut être représentative des cas de brouillard mesurés. Le schéma d'ajustement à la saturation (par son utilisation de la sursaturation maximale et sa non prise en compte de l'eau liquide condensée), les fortes vitesses verticales simulées et les hypothèses du schéma d'activation sont mis en cause.

Le schéma d'activation de Thouron et al. (2012), qui utilise la sursaturation réelle et non la sursaturation maximale, apparaît ainsi comme une solution possible pour mieux représenter le brouillard. Il a également l'avantage de prendre en compte l'eau liquide déjà condensée pour le

calcul de la sursaturation.

C'est pourquoi, dans un premier temps, des tests de sensibilité à la surface, à la dynamique et à la thermodynamique sont effectués. L'enjeu est double : en plus de chercher à améliorer la simulation, ils doivent permettre de mieux caractériser le rôle des différents processus sur la microphysique du brouillard et sur le cycle de vie du brouillard. Dans un second temps, le schéma de calcul pour la sursaturation de Thouron et al. (2012) sera testé et une analyse sera menée sur l'impact des aérosols sur la microphysique du brouillard.

## 5.4 Tests de sensibilité non microphysiques

Afin de bien analyser les différents éléments qui pilotent le cycle de vie du brouillard et de mesurer l'impact de certains choix dans la configuration numérique de la simulation, divers tests de sensibilité sont menés. On examinera successivement les impacts des paramètres de surface, des arbres, des schémas numériques de transport du vent et de la résolution horizontale, enfin des conditions initiales et de forçage. Le tableau 5.1 récapitule ces différents tests, et sera explicité dans chaque sous-partie.

Les résultats des différents tests de sensibilité sont d'abord comparés en terme de contenu en eau liquide puisque cette grandeur permet de rendre compte de la thermodynamique et de la dynamique des brouillards. L'impact de ces différents tests sur l'activation est discutée dans la section 5.4.5.

### 5.4.1 Sensibilité à la surface

Les conditions de surface modifient les échanges entre le sol et l'atmosphère et donc influent sur le refroidissement de la surface (Bergot et Guedalia, 1994). Les échanges thermiques entre le sol et l'atmosphère sont pilotés par la température et la conductibilité thermique du sol (qui détermine sa capacité à conduire la chaleur). La conductibilité thermique dépend de la nature du sol et de son contenu en eau. Plus un sol est sec, plus sa conductibilité thermique est faible et donc plus il se refroidit rapidement. Les échanges hybrides entre le sol et l'atmosphère sont surtout caractérisés par le dépôt de rosée au cours de la nuit. La rosée joue un rôle crucial dans la formation du brouillard, car elle peut assécher les basses couches de l'atmosphère, jusqu'à inhiber la formation du brouillard. Dans cette partie, on évalue l'impact des températures et humidités du sol sur le cycle de vie du brouillard.

La surface dans le modèle est caractérisée par des données de température et d'humidité à trois niveaux, superficiel, racinaire et profond, qui ont été présentés dans la section 5.2.1. Huit simulations sont ici réalisées : quatre simulations pour lesquelles la température surfacique varie de plus (Tsp) ou moins (Tsm) 2°C autour de sa valeur d'origine et les températures racinaire et profonde varient de plus (Trpp) ou moins (Trpm) 2°C autour de leur valeur d'origine ; puis quatre simulations pour lesquelles, l'humidité varie de plus 20% (HUsp) ou moins 10% (HUsm) autour de sa valeur d'origine et les humidités racinaire et profonde varient de plus 20% (HUrpp) ou moins 10% (HUrpm) autour de leur valeur d'origine (Fig.5.30).

Ce sont les variations des températures racinaires et profondes de  $\pm 2^\circ\text{C}$  qui présentent l'impact le plus significatif sur le contenu en eau dans le brouillard. Les diminutions (augmentations) de ces températures favorisent une augmentation (diminution) du contenu en eau liquide dans le brouillard (Fig.5.30(c) et Fig.5.30(d)). En effet, le temps de réponse de la couche surfacique étant plus petit que celui des couches racinaires et profondes, une perturbation sur les températures racinaires et profondes persiste plus longtemps qu'une perturbation sur la température surfacique, modifiant ainsi le refroidissement de la surface. Les perturbations sur l'humidité dans le sol de +20% ou -10% ont un impact faible sur le contenu en eau et sur le cycle de vie du brouillard. Les différences consta-



Nom	Test
REF	Référence
SURFACE	
Tsm	$T_{\text{surface}} -2^{\circ}\text{C}$
Tsp	$T_{\text{surface}} +2^{\circ}\text{C}$
Trpm	$T_{\text{racinaire/profonde}} -2^{\circ}\text{C}$
Trpp	$T_{\text{racinaire/profonde}} +2^{\circ}\text{C}$
HUsm	$HU_{\text{surface}} -0.1$
HUsp	$HU_{\text{surface}} +0.2$
HUrpm	$HU_{\text{racinaire/profonde}} -0.1$
HUrpp	$HU_{\text{racinaire/profonde}} +0.2$
BARRIÈRE D'ARBRES	
SaSr	Sans arbres et sans rugosité
Sa	Sans arbres
Cdm	$C_d=0.1$
Cdp	$C_d=0.3$
RÉSOLUTION EFFECTIVE DU MODÈLE	
2m	$\delta x=\delta y=2\text{m}$
WENO3	WENO3 ( $\delta t=0.07$ )
WENO5	WENO5 ( $\delta t=0.07$ )
THERMODYNAMIQUE	
HUm	RH -1% en couche limite
HUp	RH +1% en couche limite
Tm	T $-0.5^{\circ}\text{C}$ en couche limite
Tp	T $+0.5^{\circ}\text{C}$ en couche limite
NOc	Sans nuages
DYNAMIQUE	
Vgm	Vent RS -4 m/s
Vgp	Vent RS +4 m/s
Vfm	Vent forçage 1200 UTC (15/11/11) -2 m/s
Vfp	Vent forçage 1200 UTC (15/11/11) +2 m/s

TABLE 5.1 – Noms des simulations relatives aux tests de sensibilité.

tées sur les flux de surface (sensible et latent) avant la formation sont en effet de l'ordre de  $1\text{W.m}^{-2}$ .

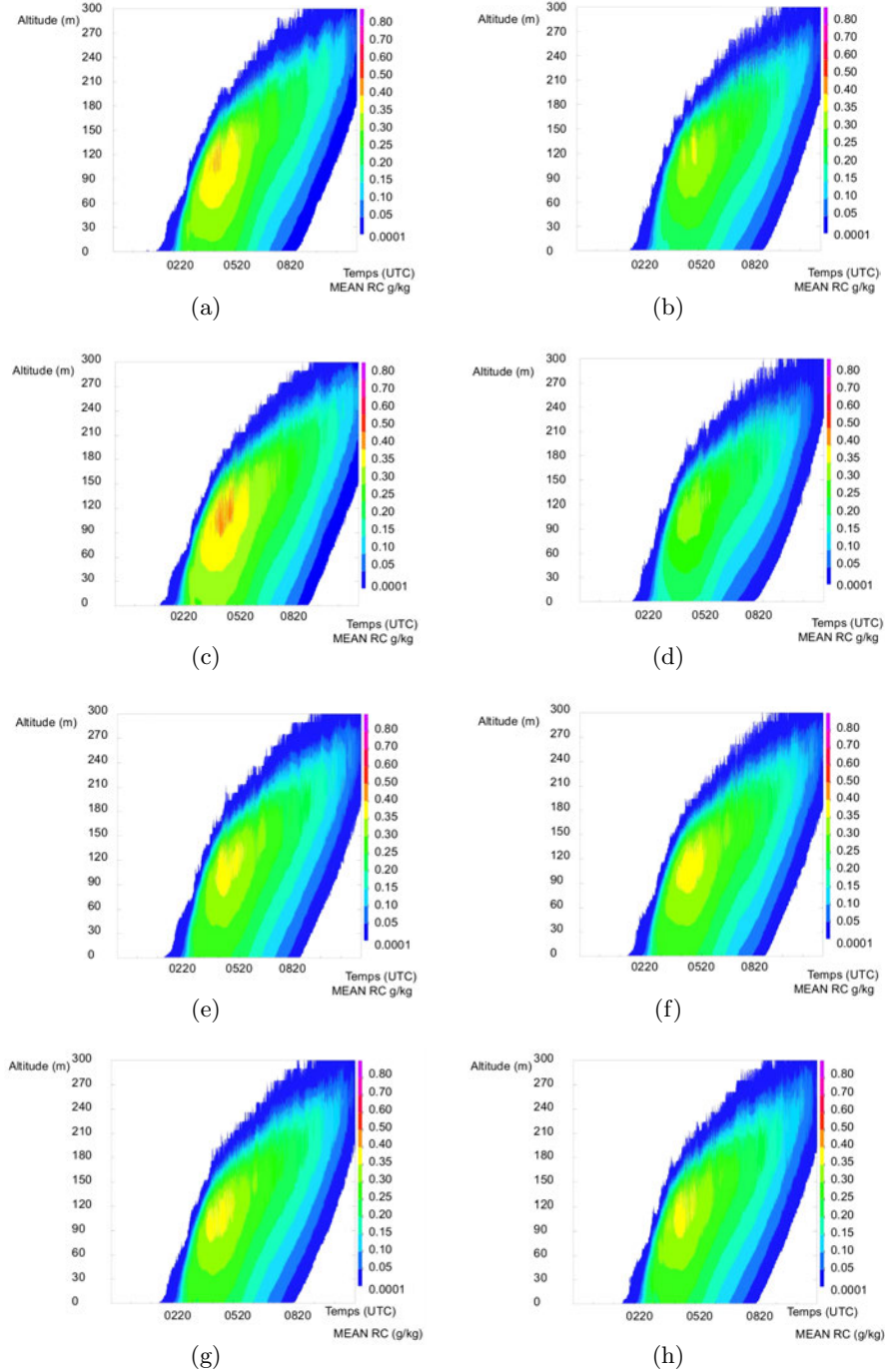


FIGURE 5.30 – Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyennée sur le domaine bleu, pour les simulations : Tsm (a), Tsp (b), Trpm (c), Trpp (d), HUm (e), HUP (f), HURpm (g) et HURpp (h).

#### 5.4.2 Sensibilité à la barrière d'arbres

Afin de représenter de manière la plus réaliste possible l'écoulement au SIRTA, une barrière d'arbres a été modélisée selon Aumond et al. (2013) dans la simulation de référence (Fig. 5.11). Un coefficient de traînée  $C_d$  de 0.2 a alors été fixé pour représenter la porosité de cette barrière d'arbres. La dynamique du brouillard étant influencée par les hétérogénéités surfaciques, il est intéressant

d'évaluer l'effet de cette barrière d'arbres sur le cycle de vie du brouillard, comme Bergot et al. (2015a) ont caractérisé l'impact des bâtiments sur le brouillard à l'aéroport Roissy-CdG. De plus, afin de rendre compte des diverses hétérogénéités surfaciques du site de l'école Polytechnique (lac, routes, bâtiments), une rugosité aléatoire variant autour de 0.1 a été imposée dans la simulation de référence. L'impact de cette rugosité est également évalué ici. Ainsi, quatre simulations sont réalisées :

- une première sans barrière d'arbres et une rugosité inchangée (notée Sa)
- une seconde sans barrière d'arbres et une rugosité quasi nulle (notée SaSr)
- une troisième avec barrière d'arbres et un coefficient de traînée  $C_d = 0.1$  (arbres plus porosifs) (notée Cdm)
- une quatrième avec barrière d'arbres et un coefficient de traînée  $C_d = 0.3$  (arbres moins porosifs) (notée Cdp)

La figure 5.31 représente l'évolution du contenu en eau liquide pour ces différentes simulations.

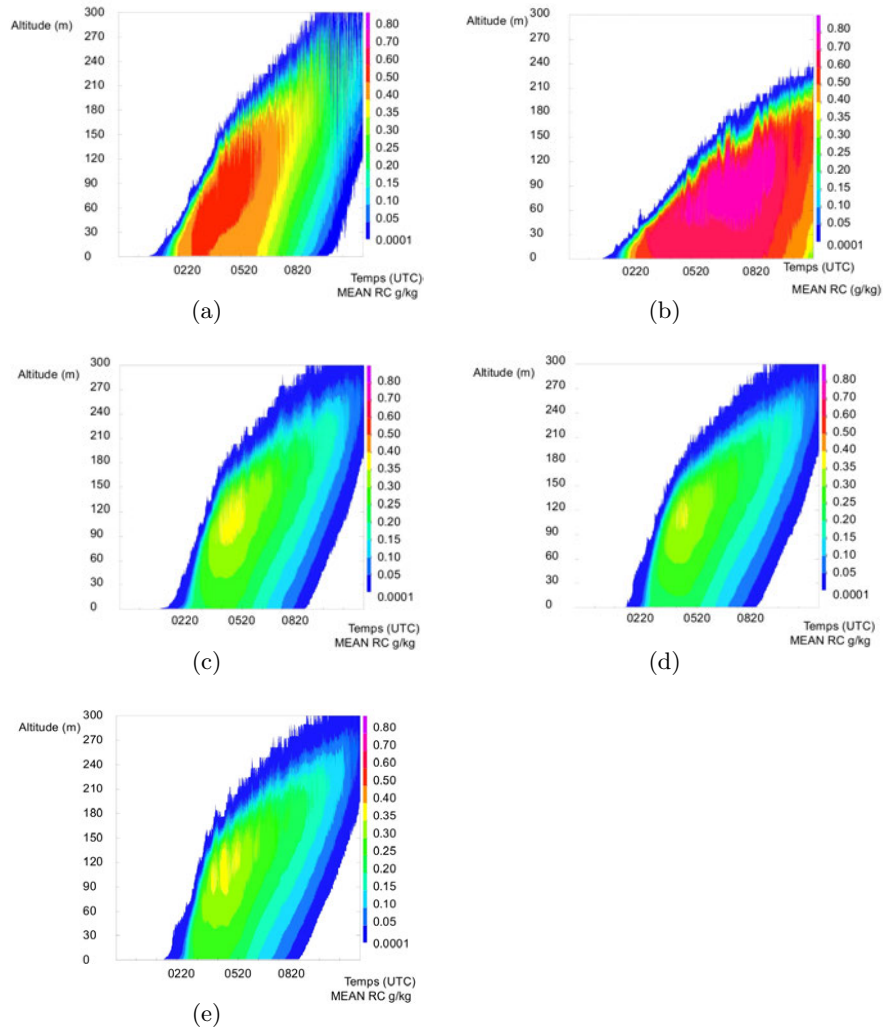


FIGURE 5.31 – Contenu en eau liquide (g/kg) moyenné sur le domaine bleu, pour les expériences Sa (a), SaSr (b), Cdm (c), Cdp (d) et REF (e).

Sans la barrière d'arbres (simulation Sa, Fig.5.31(a)), le cycle de vie du brouillard est très significativement modifié, avec une forte augmentation du rapport de mélange en eau nuageuse à tous niveaux (jusqu'à 50%), une formation plus précoce (de l'ordre de 30 min), et une dissipation plus

tardive (de l'ordre de 1h20). Durant la phase de formation, le développement vertical du brouillard est également plus important. En revanche, pendant la phase mature, la hauteur du brouillard est assez voisine entre les simulations Sa et REF, ce qui signifie que la turbulence induite par la barrière d'arbres facilite ensuite le développement vertical du brouillard, en comblant le retard par rapport à Sa, tout comme dans Bergot et al. (2015a) avec la turbulence induite par les bâtiments. En l'absence de barrière d'arbres, les énergies cinétiques résolues et sous-maille sont beaucoup plus faibles dans les 30 premiers mètres avant la formation du brouillard, la diminution de TKE étant due à une diminution de la production dynamique par cisaillement (Fig.5.32 à comparer à Fig.5.19). Cela facilite le refroidissement au sol, puisque la dynamique n'amène plus d'air plus chaud vers le sol, et accélère la formation du brouillard. Durant la phase de développement du brouillard, le refroidissement radiatif à son sommet est fort et rapide (Fig.5.32(a) à comparer à Fig.5.17(c)), le contenu en eau liquide étant très élevé. En effet, les mouvements résolus sont plus faibles (Fig.5.32(b) et Fig.5.32(c)), limitant l'entraînement sommital. L'inversion est par conséquent plus marquée au dessus du brouillard (Fig.5.33(a) et 5.35(a)) : l'augmentation de la turbulence par les arbres réduit donc l'intensité de l'inversion. Enfin, une activité ondulatoire, de type ondes de Kelvin-Helmoltz, apparaît au sommet dans Sa (Fig. 5.31(a)), de la même manière que Bergot et al. (2015a) sans les bâtiments. Leur signature n'est plus perturbée par la turbulence induite par les hétérogénéités de surface. Parallèlement, le brouillard ne présente plus d'hétérogénéité horizontale durant la phase de formation. Cela limite ainsi la durée de formation sur l'ensemble du domaine, qui est maintenant inférieure à 4 min, contre 1 h pour la simulation REF. A l'inverse, la durée de dissipation est de 20 min comme pour REF.

La considération d'une rugosité quasi-nulle (simulation SaSr) atténue encore la production de turbulence d'origine dynamique au sol et donc les flux turbulents au sol. Cela a un double effet : avant et au moment de la formation du brouillard, lorsque les processus de surface sont pilotes, cela ralentit le refroidissement au sol par rapport à Sa (Fig.5.34). Puis, lors du développement du brouillard, lorsque les processus qui pilotent le brouillard se situent à son sommet, l'absence de turbulence d'origine dynamique accentue le refroidissement dans la couche, par absence d'entraînement sommital, ainsi que l'intensité de l'inversion, et cela limite son développement vertical : le brouillard est confiné dans les 240 premiers mètres. Cela engendre une forte condensation (rapport de mélange de l'eau nuageuse supérieur à 0.8g/kg). Les ondes de Kelvin-Helmoltz sont également encore plus marquées au sommet de la couche limite (Fig.5.33(b)).

L'intensité du coefficient de traînée (simulations Cdm et Cdp) a une influence faible mais non négligeable sur le contenu en eau nuageuse par rapport à REF : une porosité plus forte (faible) augmente (diminue) la turbulence et la zone de subsidence derrière la barrière d'arbres, ce qui diminue (augmente) le contenu en eau.

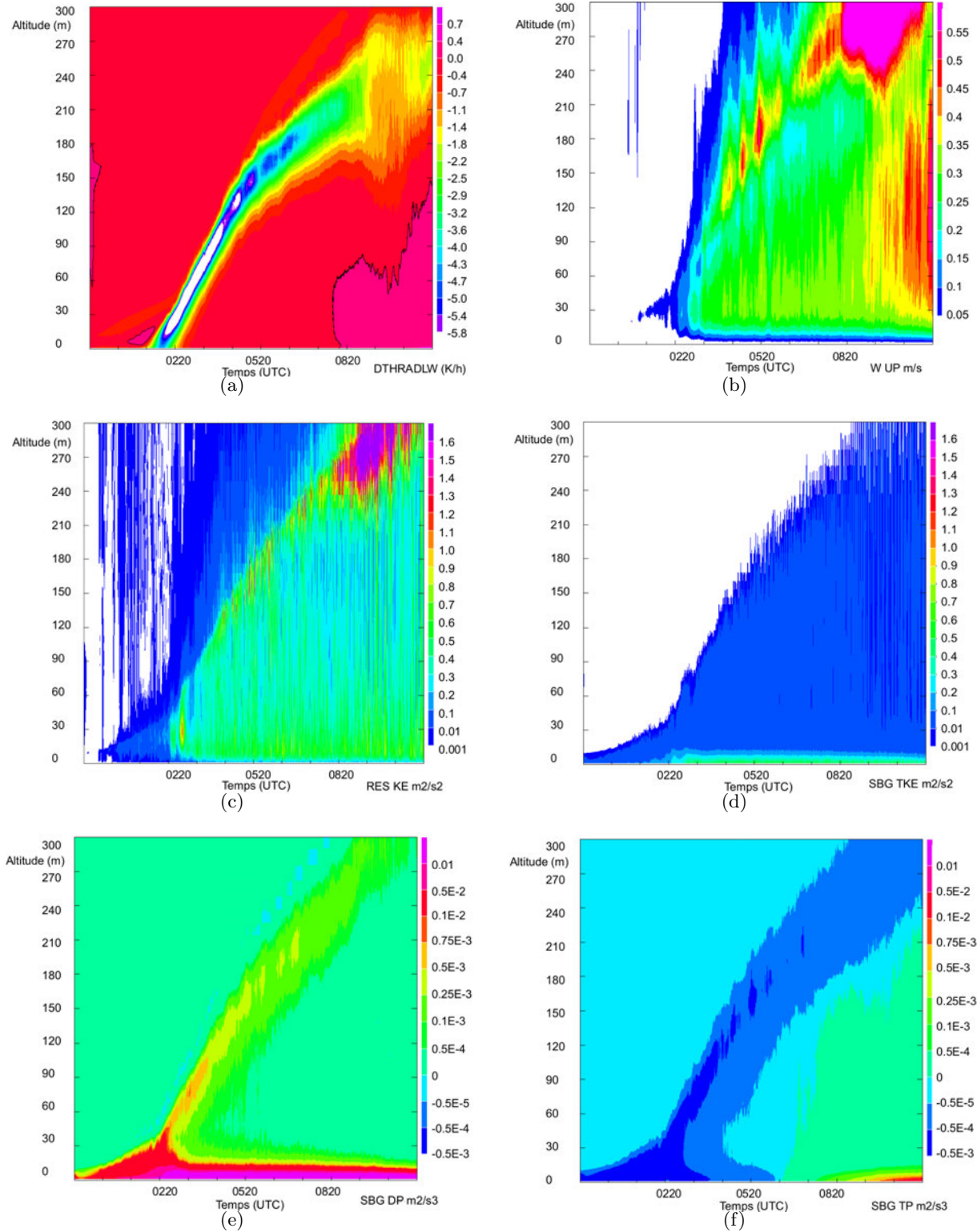


FIGURE 5.32 – Evolution temporelle des profils verticaux, moyennés sur le domaine bleu, de refroidissement radiatif (K/h) (en noir, l'isoligne 0) (a), de vitesse verticale ascendante (m/s) (b), de TKE résolue ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (c), de TKE sous maille ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) (d), de production dynamique de TKE sous-maille (e) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (f) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation Sa.

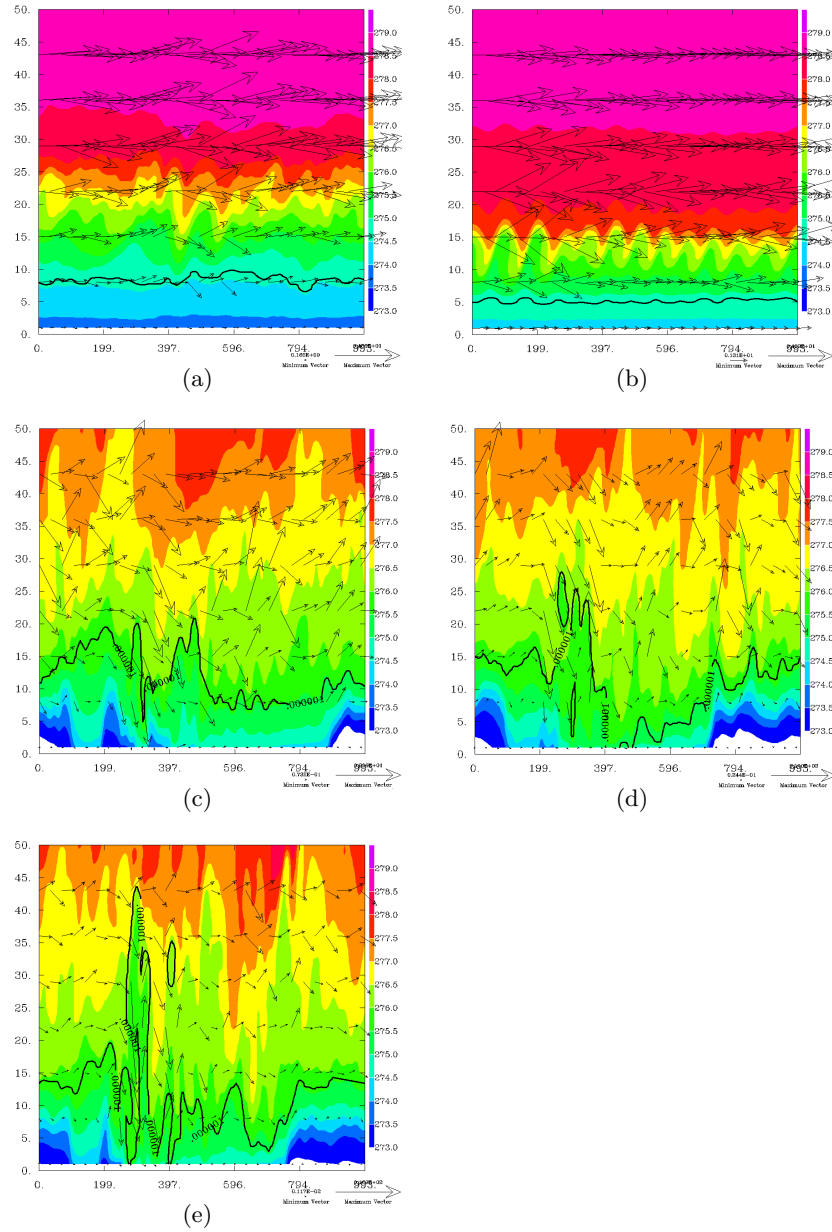


FIGURE 5.33 – Coupes verticales de température potentielle (en K) à 0120 UTC, pour les expériences Sa (a), SaSr (b), et à 0220 UTC pour Cdm (c), Cdp (d) et REF (e). L'isoligne représente la hauteur du brouillard, et les vecteurs vent sont superposés.



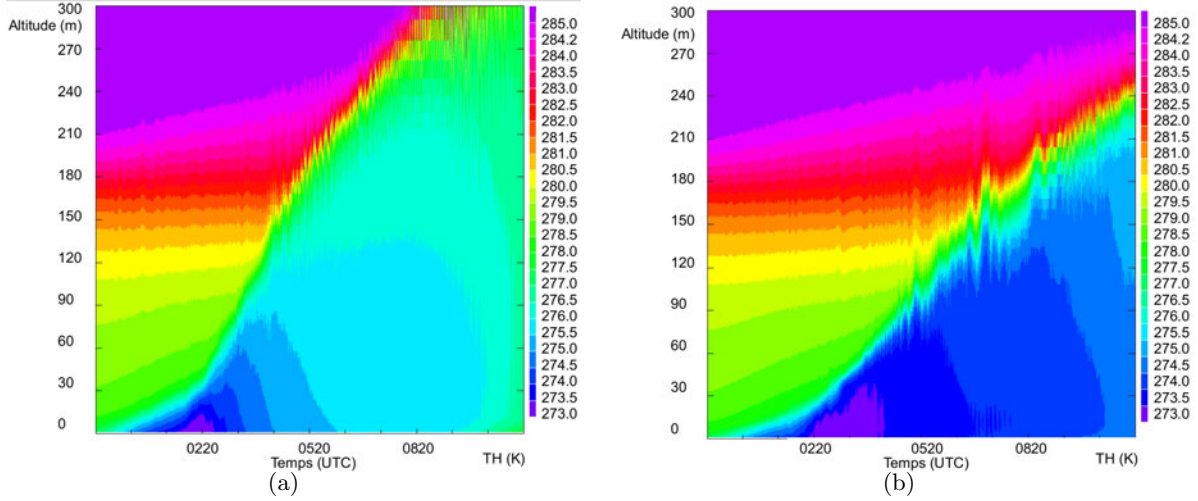


FIGURE 5.34 – Evolution temporelle de la température potentielle (en K) pour les simulations Sa (a) et SaSr (b).

### Impact de la barrière d'arbres sur l'activation

La figure 5.35 montre l'évolution temporelle de la concentration d'aérosols activés pour REF, Sa et SaSr.

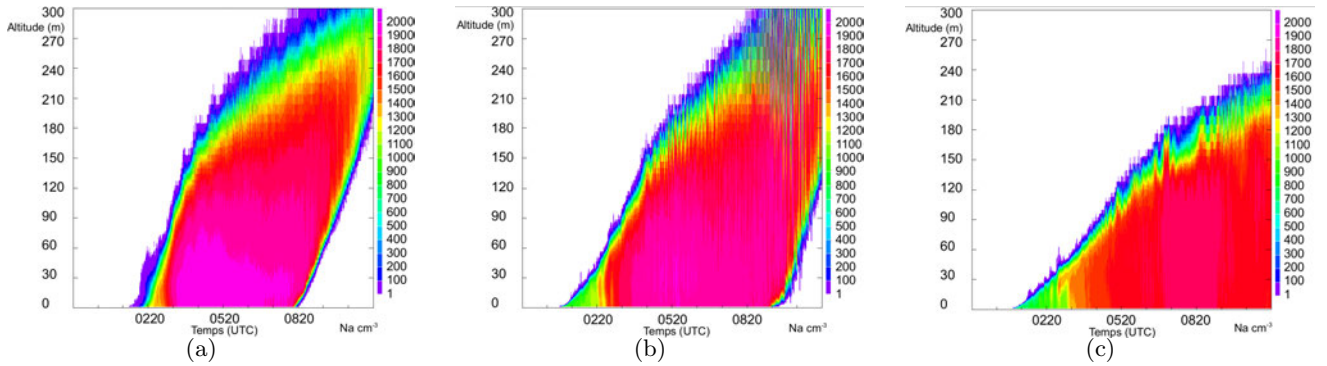


FIGURE 5.35 – Evolution temporelle de la concentration d'aérosols activés (en cm<sup>-3</sup>) pour les simulations REF (a), Sa (b) et SaSr (c).

La concentration d'aérosols activés est plus importante pour REF (Max  $\sim 2000$  cm<sup>3</sup>) que pour Sa (Max  $\sim 1800$  cm<sup>3</sup>) et que SaSr (Max  $\sim 1500$  cm<sup>3</sup>). De plus, pour Sa comme pour REF, les profils verticaux de concentration d'aérosols activés sont décroissants vers le haut, ce qui n'est pas le cas pour l'expérience SaSr, pour laquelle ces profils sont croissants vers le haut ou constants. En effet, la barrière d'arbres et la rugosité contribuent à augmenter la production dynamique de TKE et l'énergie cinétique résolue et donc les vitesses verticales qui interviennent dans le calcul de la sursaturation. Leur action étant plus forte proche de la surface notamment du fait de la rugosité, on y observe de plus importantes concentrations d'aérosols activées que dans le reste du brouillard. A noter, cependant que la concentration de gouttelettes plus faibles dans SaSr pour un rapport de mélange élevé, ne parvient pas à faire diminuer suffisamment ce rapport de mélange par sédimentation.

Il apparaît donc que la traînée des arbres limite le refroidissement près du sol par entraînement d'air chaud depuis les couches supérieures. Tandis que la rugosité du sol induit une production dy-

namique de TKE près du sol qui mélange le refroidissement et accélère la formation du brouillard. Puis, dans ses phases de développement et de maturité, la turbulence induite par les arbres et la rugosité au sol entretient les mouvements dynamiques dans le brouillard qui limitent le refroidissement radiatif (rapports de mélange en eau nuageuse plus faibles), mais augmentent le nombre d'aérosols activés. La rugosité du sol induit en particulier un gradient vertical négatif du nombre d'aérosols activés.

La prise en compte de la barrière d'arbres et d'une rugosité au sol sur le site du SIRTa est essentielle à la représentation du brouillard, le site de mesures présentant des effets de surface complexes. Le cycle de vie du brouillard y est fortement piloté par les processus dynamiques générés par les hétérogénéités de surface. Une étude sur l'activation des gouttelettes dans le brouillard, telle qu'elle est menée dans cette thèse, est très conditionnée par la bonne représentation de ces effets dynamiques. Des observations dynamiques, comme la mesure de turbulence et de vitesse verticale à différentes hauteurs, font ici défaut pour valider correctement la simulation.

Afin de bien représenter la dynamique du phénomène, d'autres paramètres numériques de la simulation, comme la résolution spatiale ou les schémas de transport, requièrent également une attention particulière.

### 5.4.3 Sensibilité à la résolution effective du modèle

Un paramètre pertinent pour estimer la capacité d'un modèle numérique à résoudre les mouvements à une échelle donnée est la résolution effective, déterminée à partir des spectres d'énergie, qui permettent de représenter la cascade d'énergie des grandes vers les petites échelles (Skamarock, 2004; Ricard et al., 2013). La résolution effective est la longueur d'onde à partir de laquelle le spectre d'énergie modélisé s'écarte de la pente théorique de Kolmogorov (1942), c'est à dire lorsque la diffusion (physique et numérique) augmente. Les schémas numériques de transport influencent fortement cette résolution effective. Trois tests de sensibilité ont ainsi été menés :

- une simulation avec le schéma WENO du 3<sup>ème</sup> ordre pour l'advection du vent (notée WENO3) ;
- une simulation avec le schéma WENO du 5<sup>ème</sup> ordre pour l'advection du vent (notée WENO5) ;
- une simulation avec le même schéma d'advection centré du 4<sup>ème</sup> ordre que REF pour l'advection du vent, mais avec une résolution horizontale de 2 m (au lieu de 5 m) (notée 2 m) ;

Le même pas de temps que REF est conservé pour ces tests comparatifs, même si les schémas WENO autorisent des pas de temps beaucoup plus élevés.

La figure 5.36 présente les spectres d'énergie sur la vitesse verticale des simulations REF, WENO3 et WENO5 lors des phases d'initiation (à 0220 UTC) et de développement du brouillard (0420 UTC). Aux grandes longueurs d'ondes, l'énergie dans l'écoulement est logiquement plus importante lors de la phase de développement que d'initiation, ce qui traduit le fait que les tourbillons grossissent progressivement et deviennent plus énergétiques. Vers les courtes longueurs d'onde ( $< 100$  m), les spectres sur la vitesse verticale suivent une pente en  $-3$  représentative de la vitesse verticale en couche limite stable, jusqu'à ce que le spectre s'écarte de cette pente du fait de la diffusion (physique et numérique) : la longueur d'onde correspondant au début de l'écartement marque la résolution effective. Les 2 spectres mettent en évidence les mêmes résolutions effectives en fonction des schémas d'advection : la simulation REF présente une résolution effective de  $4\Delta x$ , contre  $10 - 12\Delta x$  pour le schéma WENO3, très diffusif. Le schéma WENO5 est intermédiaire, avec  $7 - 8\Delta x$ . Ainsi, pour la résolution horizontale de 5 m utilisée ici, les résolutions effectives sont de  $50 - 60$  m pour WENO3,  $35 - 40$  m pour WENO5,  $20$  m pour REF et par conséquent  $8$  m pour la simulation 2 m. L'impact de la résolution effective est matérialisée sur les champs dynamiques comme le module de vent à 10m (Fig.5.37), où la dimension des structures est très différente suivant



les résolutions effectives.

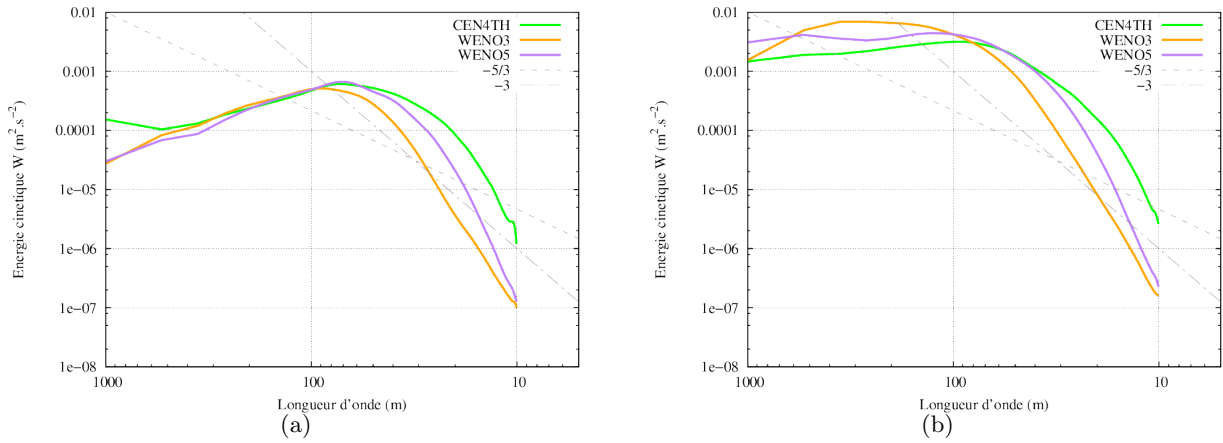


FIGURE 5.36 – Spectres d'énergie sur la vitesse verticale (en  $\text{m}^2/\text{s}^2$ ) dans le brouillard à 0220 (a) et 0420 UTC (b) pour les simulations REF, WENO3 et WENO5. Les pentes en  $-3$  et en  $-5/3$  sont superposées en pointillés.

La figure 5.38 montre l'impact des résolutions effectives sur le cycle de vie du brouillard. Plus la résolution effective est faible, plus le mélange vertical derrière la barrière d'arbres est faible et plus le refroidissement au sol est fort (Fig.5.39) : cela mène à une formation du brouillard plus précoce, à de forts contenus en eau nuageuse dans le brouillard, et à une dissipation plus tardive.

Les schémas numériques ont donc un effet très important sur le cycle de vie du brouillard, du fait du mélange induit par la barrière d'arbres. En effet, sans la barrière d'arbres, le refroidissement aurait été quasiment identique quelque soit le schéma d'advection, et par conséquent les mêmes brouillards auraient été simulés. Une attention spéciale doit être portée aux schémas de transport du vent en configuration hétérogène de surface.

La simulation à 2 m de résolution montre un cycle de vie du brouillard très proche de REF (Fig.5.38(d)). Les seules différences apparaissent à la formation du brouillard, quand les tourbillons associés à la couche limite stable sont très petits. Ceci est cohérent avec Beare et Macvean (2004), qui ont montré que pour des LES effectuées sur des couches limites faiblement à modérément stables, une résolution horizontale de 2 m était nécessaire pour assurer la convergence. Pour des cas de plus faible stabilité comme le brouillard, une fois formé, une résolution de 5 m permet d'assurer la convergence. Lors de la phase mature, une résolution horizontale un peu plus grossière pourrait être choisie, les tourbillons étant plus gros. C'est également l'option que Bergot (2013) avait choisi, avec une résolution horizontale de 20 m pour la phase mature, contre 2m à la formation.

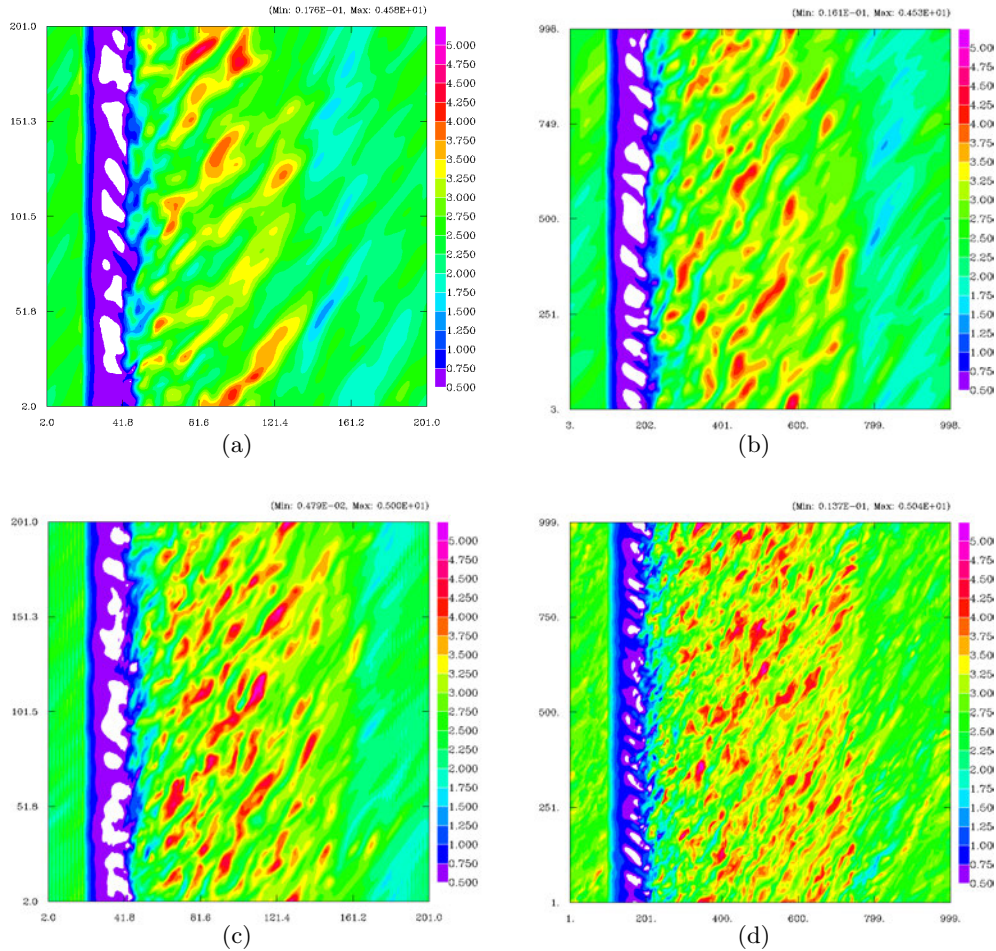


FIGURE 5.37 – Module de vent (en m/s) à 10m à 0220 UTC pour les expériences WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). Pour des questions de coût numérique, la simulation 2m est réalisée sur 10h au lieu de 12h.

Nous allons maintenant examiner l'impact des conditions initiales et de forçage sur la simulation du cycle de vie du brouillard.

#### 5.4.4 Sensibilité aux conditions initiales et de forçage

##### Thermodynamique

La simulation a été initialisée avec le radiosondage de Trappes, modifié dans les basses couches en température et humidité pour tendre vers les mesures du mâât météo du site du SIRTÀ. Afin d'analyser l'impact de cette modification sur le cycle de vie du brouillard et plus globalement l'influence des propriétés thermodynamiques de la couche limite, cinq simulations sont effectuées :

- en s'écartant de plus (HUp) ou moins (HUm) 1% du profil d'humidité relative dans la couche limite
- en s'écartant de plus (Tp) ou moins (Tm) 0.5°C en température dans la couche limite
- des nuages fins ont été détectés par le télémètre de Trappes et introduits dans REF par une couche de vapeur : une simulation (NOc) est réalisée sans cette couche additionnelle

La figure 5.40 présente l'évolution temporelle du contenu moyen en eau liquide pour ces différentes simulations. En s'écartant de plus (moins) 1% du profil d'humidité relative dans la couche limite, le brouillard produit plus (moins) d'eau et se forme plus (moins) tard et se dissipe plus

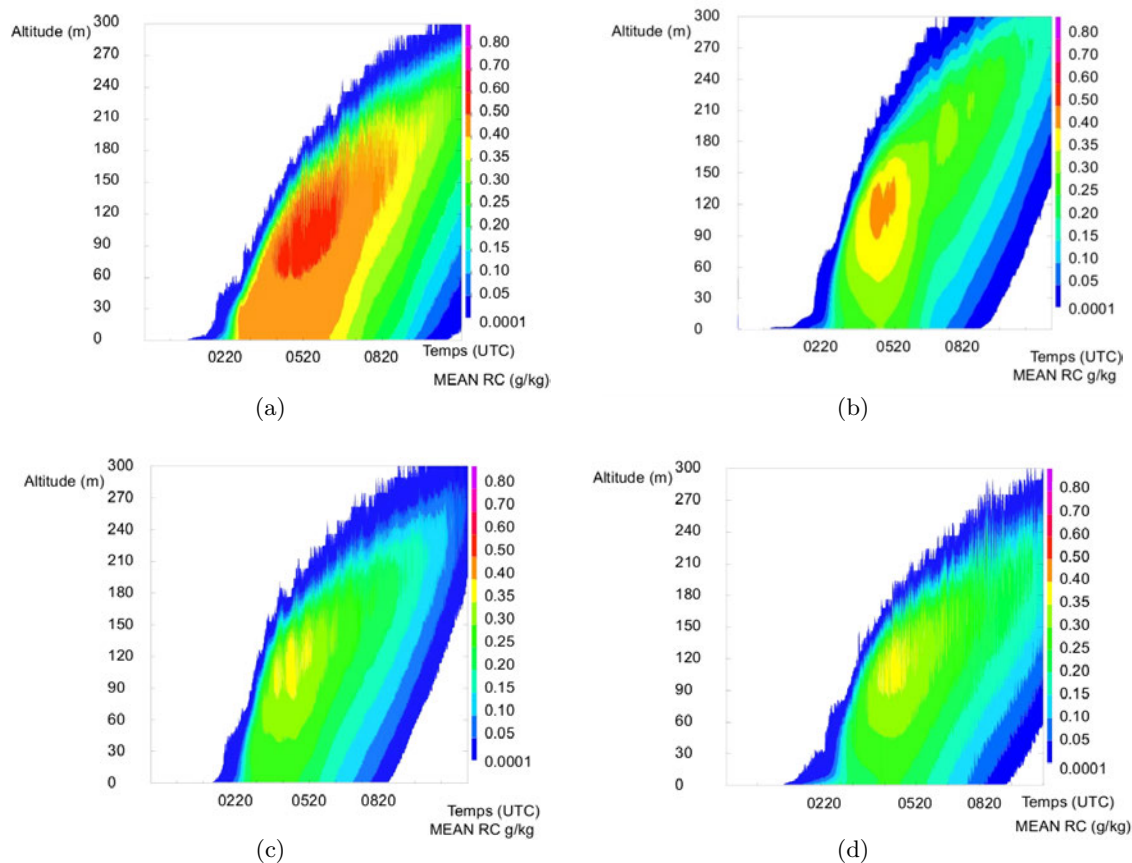


FIGURE 5.38 – Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyen des simulations WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). La période de tracé s'étire de 23h20 UTC à 12h20 UTC en a,b et c, et de 23h20 UTC à 10h20 UTC en d.

(moins) tard. Mais la différence est faible. En revanche, une translation de plus ou moins  $0.5^{\circ}\text{C}$  sur la température dans la couche limite a un impact fort sur le cycle de vie du brouillard. Pour une augmentation de  $0.5^{\circ}\text{C}$ , le cycle de vie du brouillard est complètement modifié : il commence par la formation d'une nappe de brouillard qui se dissipe très rapidement, puis un stratus apparaît un peu plus tard, pendant qu'un brouillard se développe au sol. Le brouillard est identifié en tant que tel lorsque les deux parties nuageuses se rejoignent.

La figure 5.41 présente les profils verticaux moyens de température potentielle et de TKE à 0220 UTC de Tm et Tp. L'augmentation de la température dans la couche limite augmente la stabilité près du sol. Le terme de production thermique négative plus élevée s'oppose donc plus fortement à la turbulence d'origine dynamique que pour REF, la TKE au niveau du sol devient alors trop faible pour transporter le refroidissement sur la verticale. Le dépôt de rosée est alors important et inhibe le développement du brouillard du sol. Le dépôt de rosée est ici favorisé par une turbulence au sol trop faible. Cette nappe initiale de brouillard avorté a pour effet de consommer l'eau disponible près du sol. Mais dans les couches au dessus, le refroidissement et la vapeur d'eau disponible sont suffisants pour permettre peu après la condensation. Quand la saturation est aussi atteinte au sol, les 2 nuages peuvent se développer grâce à la turbulence présente au sol (liée aux hétérogénéités de surface) et au sommet de la couche limite, et se rejoindre.

Ces « corrections » sur le radiosondage de Trappes pour l'adapter au site du SIRTa, qui reviennent à modifier la stabilité de la couche limite et l'humidité relative, ont un impact notable sur

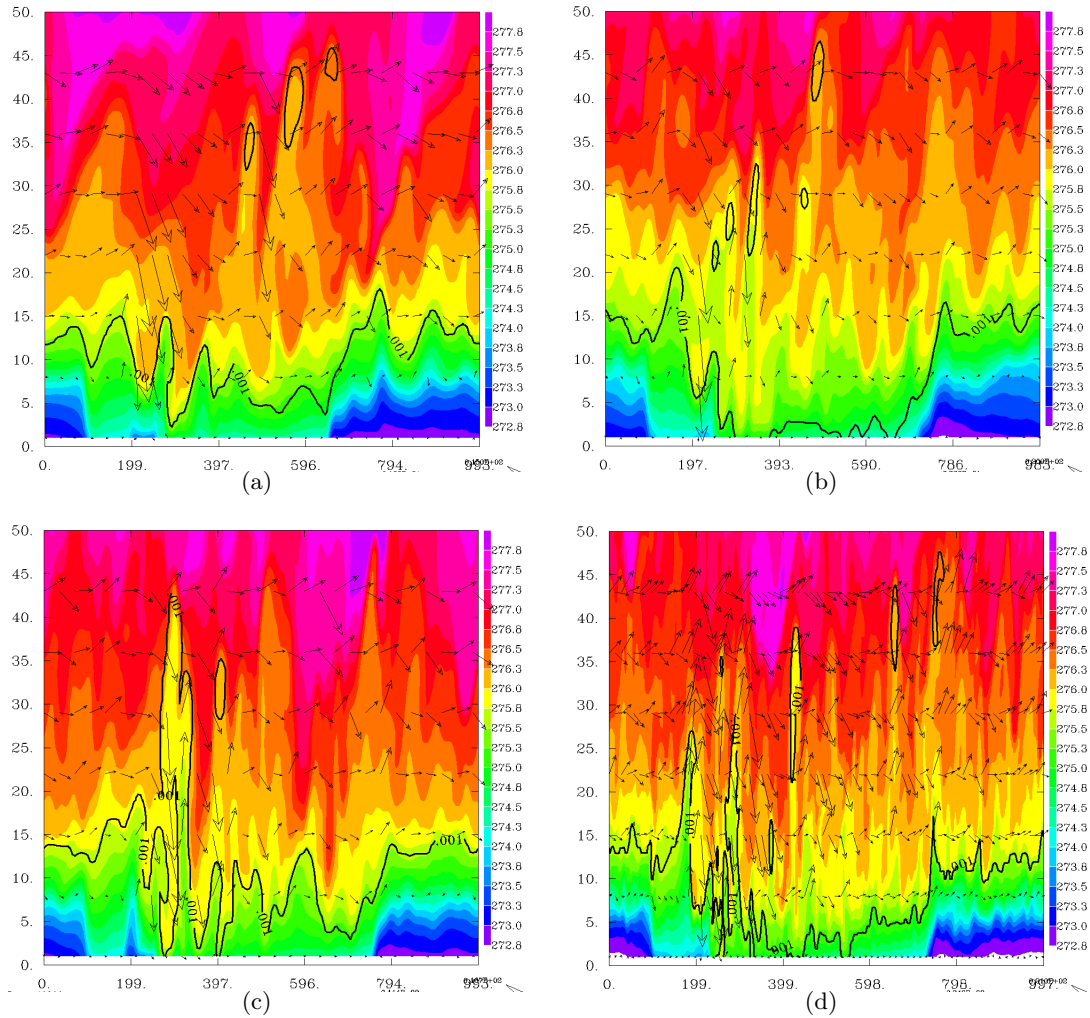


FIGURE 5.39 – Coupe verticale de 0 à 50m à 0220UTC de la température potentielle (K) avec superposition des vecteurs vent, pour les simulations WENO3 (a), WENO5 (b), REF (c) et 2m (d). L'isoligne représente la hauteur du brouillard.

le cycle de vie du brouillard. Selon Bergot et Guedalia (1994), cet impact diffère selon l'heure de formation du brouillard et prend plus d'ampleur à mesure que la formation a lieu tard dans la nuit.

Enfin la présence de nuages vers une altitude de 10 km modifie la valeur du flux infrarouge reçu par la surface et par conséquent le refroidissement radiatif. L'augmentation du flux causé par le nuage est de l'ordre de  $10 \text{ W.m}^{-2}$ . Sans nuage (5.40(e)), la surface se refroidit plus vite, le brouillard se forme plus tôt, et la quantité d'eau condensée est plus importante.

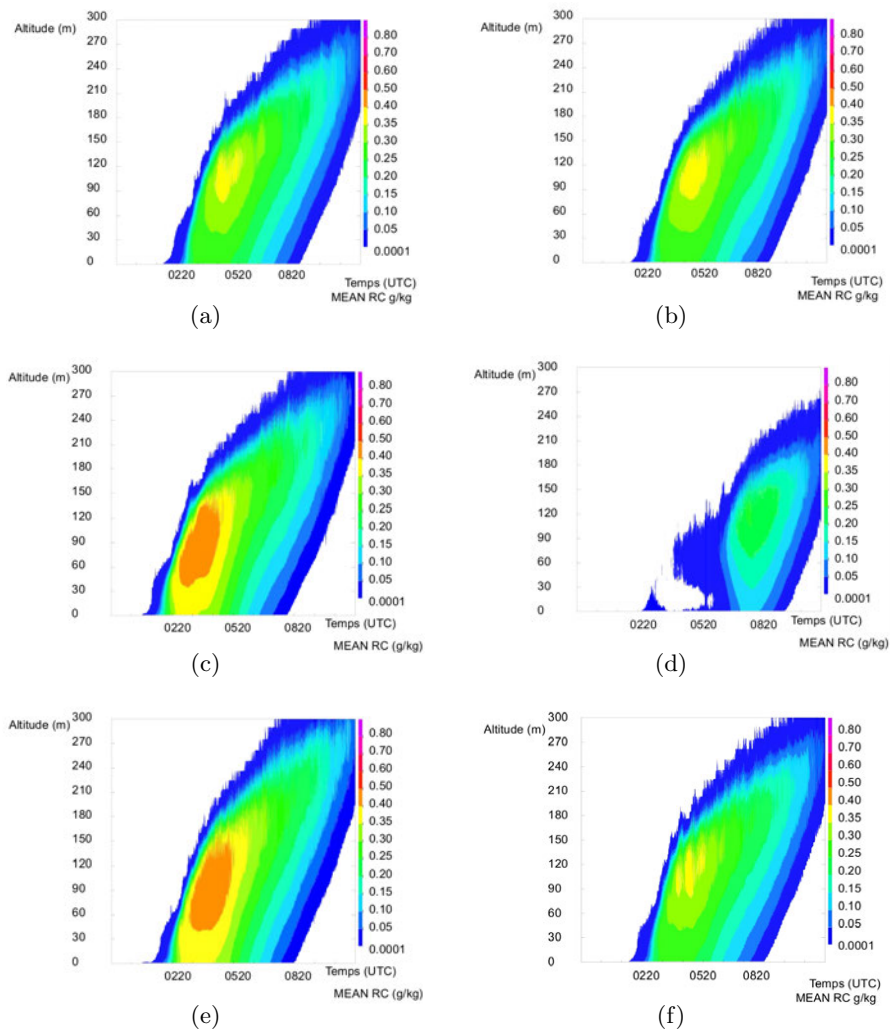


FIGURE 5.40 – Evolution temporelle du contenu en eau liquide (g/kg) moyennée sur le domaine bleu, HUM (a), HUP(b), Tm(c), Tp(d), NOc(e) et REF(h).

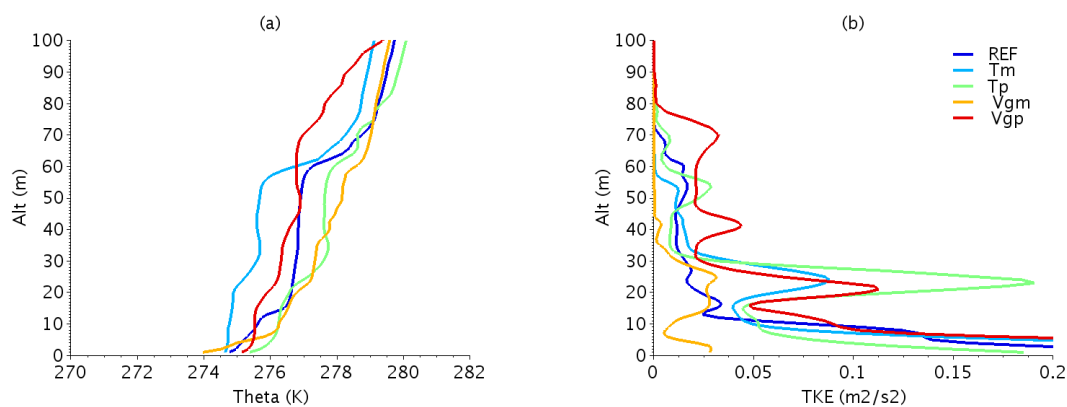


FIGURE 5.41 – Profils verticaux à l'emplacement du SIRTÀ à 0220 UTC de température potentielle (K) et TKE (m<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>) pour REF (bleu), Vgm (orange), Vgp (rouge), Tm (bleu clair) et Tp (vert).



## Dynamique

Le vent dans l'atmosphère libre a une forte influence sur les mouvements turbulents proches de la surface (Estournel, 1988; Estournel et Guedalia, 1985).

Nous avons effectué 4 simulations afin de l'illustrer, pour lesquelles les modifications sont :

- un écart de  $\pm 4\text{m/s}$  au vent dans l'atmosphère libre (au dessus de 600m) à l'initialisation (simulations Vgm et Vgp)
- un écart de  $\pm 2\text{m/s}$  du forçage sur le vent géostrophique (renseigné à 1200 UTC le 15/11/11) (simulations Vfm et Vfp)

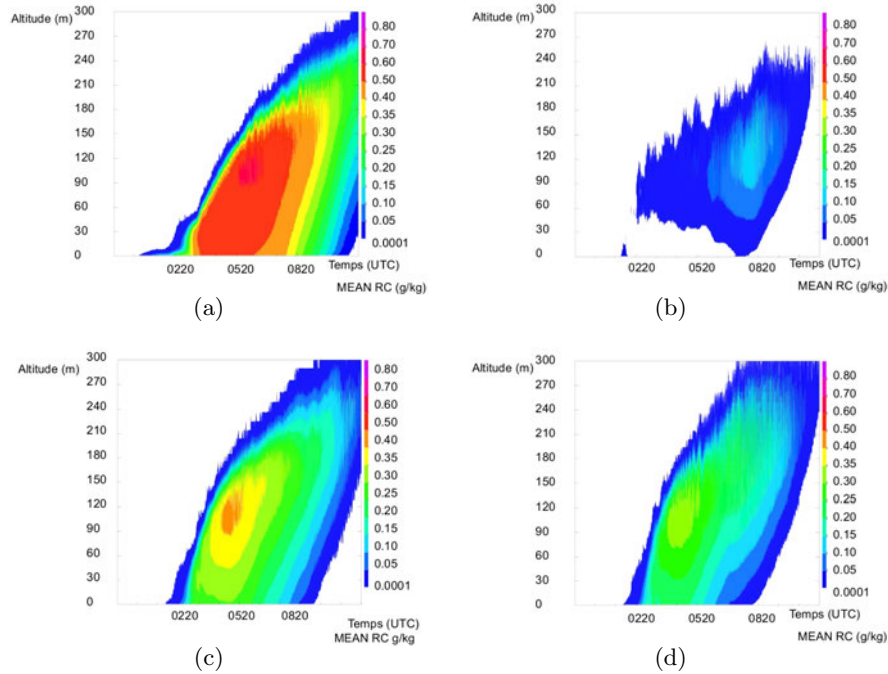


FIGURE 5.42 – Evolution temporelle du contenu moyen en eau liquide (g/kg) pour les simulations Vgm (a), Vgp (b), Vfm (c), Vfp (d).

Un écart de  $\pm 4\text{m/s}$  sur le vent dans l'atmosphère libre à l'initialisation modifie significativement le cycle de vie du brouillard (Fig.5.42). En effet, plus le vent dans l'atmosphère libre est faible, plus la turbulence dans les basses couches est faible (Fig.5.41(b)) : l'entraînement d'air plus chaud et plus sec est alors faible, la formation du brouillard précoce, la production d'eau nuageuse importante et la dissipation tardive. Lorsque le vent dans l'atmosphère libre est renforcé (simulation Vgp), l'inversion nocturne est plus haute et la production dynamique au sommet de la couche limite est renforcée (Fig.5.43(a)) : elle entraîne de l'air plus sec qui retarde la saturation. Au sol, l'air est plus chaud (Fig.5.41(a)) car la turbulence dynamique est plus élevée (Fig.5.43(a)), même si la production turbulente thermique négative est plus marquée (Fig.5.43(b)) : un début de formation de brouillard est initié, mais immédiatement dissipé par de la rosée au sol. Le bas de la couche limite étant vidé de son eau par la rosée, le nuage se forme dans la partie supérieure par stratus, qui s'affaisse progressivement.

Les simulations Tp et Vgp révèlent ainsi des comportements assez similaires, avec formation de rosée au sol, qui vide les couches inférieures de leur eau. Le stratus se forme plus haut grâce à un réservoir en eau plus important. Dans les 2 cas, ce sont les processus au sol qui induisent ces effets, et la production thermique de turbulence au sol est fortement négative. Dans le cas Tp, c'est la stabilité de la couche limite qui modère la turbulence d'origine dynamique proche de la surface,

ce qui freine le développement vertical du brouillard. La rosée se produit alors car la turbulence près du sol est trop faible. Dans le cas Vgp, la couche limite est plus mélangée mais la turbulence plus forte au sol, d'origine dynamique, limite le refroidissement radiatif de la surface. La rosée se produit alors car la turbulence dynamique près du sol est trop forte.

Ces tests mettent en avant la notion fondamentale de stabilité de la couche limite et la compétition entre les sources dynamique et thermique de turbulence pour la simulation du brouillard. Le brouillard ne se développe ni dans une couche trop stable près du sol ni dans une couche trop mélangée.

Enfin le test sur un écart au vent géostrophique sur le forçage 12h après l'initialisation de la simulation montre également un impact, plus faible mais non négligeable, sur l'évolution du brouillard (Fig. 5.42(c) et Fig. 5.42(d)).

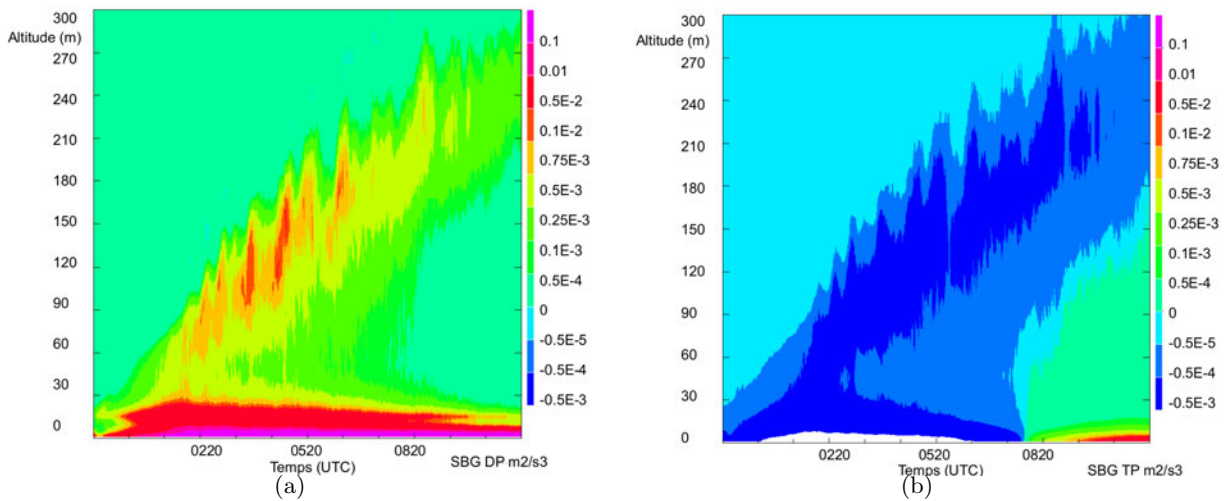


FIGURE 5.43 – Evolution temporelle de production dynamique de TKE sous-maille (a) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) et de production thermique de TKE sous-maille (b) (en  $\text{m}^2/\text{s}^3$ ) pour la simulation Vgp

#### 5.4.5 Conclusion sur les tests de sensibilité non microphysiques

Ces différents tests de sensibilité non microphysiques nous ont permis d'analyser d'une part l'impact des différents choix dans la configuration numérique et d'autre part le rôle des différents processus physiques sur le cycle de vie du brouillard.

Le tableau 5.2 rend compte des disparités à travers les heures moyennes de formation et de dissipation, ainsi que les quantités d'eau liquide et les concentrations de gouttelettes maximales à 3m. Sur ce tableau sont également représentées les altitudes moyennes des brouillards à 0720 UTC et les altitudes du maximum de contenu en eau liquide à la même heure ainsi que le LWP. Toutefois, il faut garder à l'esprit que le sommet du brouillard est soumis aux ondes de Kelvin-Helmoltz, dont l'amplitude pour la simulation de référence est d'environ 80 mètres (Fig. 5.21(b)).

Les éléments impactant le plus le cycle de vie du brouillard sont :

- La considération d'hétérogénéités surfaciques et d'obstacles.
- Le vent géostrophique, en modifiant la stabilité de la couche limite et le rapport entre turbulence d'origine dynamique et thermique.
- La température du radiosondage initial, qui détermine la stabilité dans la couche limite.

- Le schéma de transport du vent par sa résolution effective et son impact sur la représentation de la turbulence générée par les arbres.
- Les nuages hauts qui modifient le bilan radiatif.
- La température et l'humidité dans le sol, qui impactent le refroidissement de la surface. Les variations autour des valeurs de référence choisis montrent un impact plus fort de la température dans le sol aux niveaux racinaire et profond.
- L'humidité relative du radiosondage initial.
- La résolution horizontale : une résolution de 5 m, contre 2 m recommandée par Beare et Macvean (2004) pour les couches limites stables, a été jugée acceptable, les seuls impacts étant décelables à la formation du brouillard, quand les tourbillons sont petits. A noter que la résolution verticale est également déterminante, notamment à la formation du brouillard, mais nous avons toujours considéré une résolution verticale très fine (1 m sur les 50 premiers mètres).

Ces tests mettent en avant la notion fondamentale de stabilité de la couche limite et la compétition entre les sources dynamique et thermique de turbulence pour la simulation du brouillard. Le brouillard ne se développe ni dans une couche trop stable ni dans une couche trop mélangée.

Un compromis a été fait à l'initialisation de la simulation entre les mesures de radiosondages de Trappes et celles du mât météo. Il a porté sur les mesures d'humidité relative et est éloigné de 4% (ou 0.054 g/kg en rapport de mélange vapeur) des observations au SIRTa. Nous avons testé des écarts de  $\pm 1\%$  à ce compromis, les changements sont non négligeables. Nous aurions obtenu des cycles de vie très différents en utilisant totalement le radiosondage de Trappes ou en le raccordant complètement avec les mesures du mât météo. Ceci met en évidence la nécessité de radiosondage ponctuel pour simuler le brouillard dans des zones spatialement hétérogènes comme le SIRTa. Roquelaure et Bergot (2007) ont montré l'importance des conditions initiales pour la prévision du brouillard. Elles doivent représenter le plus précisément possible l'état de la couche limite et du sol. Selon Bergot et al. (2005), la prise en compte d'observations locales est absolument nécessaire pour obtenir des conditions initiales et des prévisions de brouillards fiables.

Ce sont les simulations pour lesquelles la turbulence est la plus faible et les mouvements verticaux les moins prononcés qui présentent les plus faibles concentrations de gouttelettes. Cela correspond aux simulations avec WENO3, celles sans arbres ainsi que celle avec un vent géostrophique faible. Pour les autres simulations, les concentrations maximales de gouttelettes à 3m sont similaires. Ceci corrobore l'analyse sur l'activation effectuée à la section 5.3.3 : les vitesses verticales et le déplacement des tourbillons turbulents ont un rôle majeur sur l'activation dans le brouillard.

Enfin, concernant la durée de vie de ces différents brouillards, on observe qu'elle est plus importante pour les brouillards avec un  $Rc_{3m,max} > 0.4$  g/kg et  $LWP_{0720} > 100$  g.m<sup>-2</sup>. De façon générale un facteur de corrélation de 0.89 relie la durée de vie des brouillards au  $Rc_{3m,max}$ , il est de 0.81 pour le  $LWP_{0720}$ . La durée de vie des brouillard après lever du soleil est moins corrélée à  $Rc_{3m,max}$  (facteur de corrélation de 0.71) et  $LWP$  (facteur de corrélation de 0.54). Ce qui d'une part, s'explique par l'action des différents processus non microphysiques propres à chacune des simulations et d'autre part cela suggère l'influence de processus internes au brouillard pour la dissipation, comme énoncé par Bergot (2013).

Ces différents tests de sensibilité à la dynamique et à la thermodynamique nous ont également permis de sélectionner un cas de brouillard plus en accord avec les observations. On a vu en effet que la simulation REF surestime la vitesse du vent (Fig. 5.16) et que la valeur du vent géostrophique impacte fortement le cycle de vie du brouillard. Des tests de sensibilité ont été menés, et le brouillard



$V_{gm}$  avec une diminution de 3/ms améliore la représentation du brouillard. Le vent géostrophique est alors de 7 m/s (au dessus de 600m). La suite de l'étude se base alors sur cette nouvelle simulation de référence nommée NEWA (qui utilise le schéma dit d'ajustement à la saturation) à partir de laquelle nous allons tester le schéma dit semi-pronostique.

Nous allons maintenant nous focaliser sur le processus d'activation.

Nom	Formation (UTC)	Dissipation (UTC)	$Rc_{3m,max}$ (g/kg)	$Nd_{3m,max}$ ( $cm^{-3}$ )	$H_{max,0720}$ ( $H0_{0720}$ ) (m)	$LWP_{0720}$ ( $g.m^{-2}$ )	$H_{LWP,max}$ UTC
REF	0148	0822	0.26	1912	160 (276)	64	0600
Tsm	0136	0826	0.30	1897	176 (276)	66	0552
Tsp	0201	0834	0.22	1929	160 (276)	60	0549
Trpm	0135	0854	0.31	1892	160 (276)	73	0545
Trpp	0202	0800	0.21	1930	168 (276)	52	0549
HUsm	0143	0823	0.26	1910	168 (276)	64	0559
HUsp	0149	0832	0.26	1908	160 (276)	67	0602
HUprm	0146	0823	0.26	1910	160 (276)	63	0602
HUprp	0149	0823	0.25	1913	194 (276)	62	0558
SaSr	0112	1515	0.66	1503	92 (185)	115	0942
Sa	0105	0941	0.52	1778	123 (249)	109	0633
Cdm	0144	0831	0.26	1898	134 (290)	65	0603
Cdp	0155	0818	0.24	1921	176 (262)	62	0608
2m	0119	0817	0.25	1913	153 (249)	62	0612
WENO3	0113	1057	0.47	1782	140 (237)	107	0723
WENO5	0127	0844	0.30	1843	204 (290)	78	0602
HUm	0210	0841	0.20	1934	160 (262)	76	0628
HUp	0128	0813	0.31	1886	194 (290)	50	0539
Tm	0106	0802	0.36	1907	204 (290)	62	0445
Tp	(0236) 0438 <sub>stl</sub>	(0340) 0938	(0.01) 0.12	(324) 1955	118 (176)	3	0901
NOc	0121	0824	0.36	1893	185 (306)	79	0520
Vgm	0045	1053	0.53	1810	118 (214)	116	0756
Vgp	(0137) 0714 <sub>stl</sub>	(0152) 0752	(0.002) 0.0009	(107) 477	160 (214)	7	0846
Vfm	0144	0903	0.30	1881	168 (262)	59	0624
Vfp	0147	0810	0.22	1959	123 (225)	66	0520

TABLE 5.2 – Heure de formation et de dissipation des brouillards pour les différentes simulations et valeurs maximales du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes à 3m. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à  $rc=0.1mg/kg$ .  $H0$  représente l'altitude moyenne du brouillard,  $Hmax$  l'altitude moyenne du contenu en eau liquide maximal à 0720 UTC  $x=400m$  (SIRTA) et  $H_{LWP,max}$  l'heure du maximum de LWP. Pour  $Vgp$  et  $Tp$ , les heures de formation et de dissipation de la nappe de brouillard sont entre parenthèses et *stl* signifie qu'ils se sont initialement formés en tant que stratus.

## 5.5 Évaluation du schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation

La sensibilité du brouillard à différents processus non microphysiques a été mise en évidence. Nous analysons désormais l'impact qu'ont les particules d'aérosols à travers le processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard.

Il a été montré que le schéma d'ajustement à la saturation ne modélise pas correctement l'activation dans le cas du brouillard. Les sursaturations qu'il calcule sont surestimées, donc la concentration d'aérosols activés également. Or, un calcul correct de la concentration de particules d'aérosols activées en gouttelettes est primordial pour l'étude de l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard. Le schéma semi-pronostique de Thouron et al. (2012), présenté en section 2.3.2, n'utilise pas de diagnostique de la sursaturation maximale. Il pourrait ainsi constituer une solution, ou une partie de la solution au problème évoqué. Étant initialement développé pour les stratocu-

mulus, il est évalué dans un premier temps. Dans un second temps, il est utilisé pour analyser la sensibilité du brouillard au processus d'activation.

L'équivalent de la simulation NEWA avec le schéma pseudo-pronostique se nomme PROGNOS. Avant de comparer les champs microphysiques, ces deux simulations sont comparées en terme dynamique et microphysique.

### Validation

Comme précédemment, ces simulations sont validées à travers les mesures d'humidité relative et de température du mât météo, les mesures de vent à 10m, de TKE à 10m et 30m ainsi que les mesures de flux montants et descendants solaire et infrarouge (Fig. 5.44, 5.45, 5.46 et 5.47).

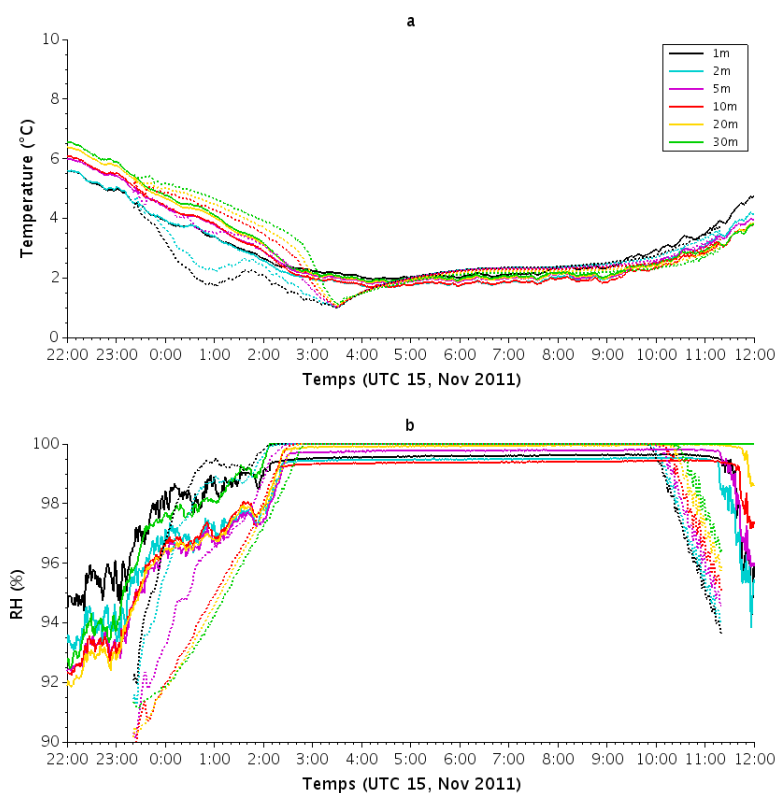


FIGURE 5.44 – Séries temporelles de température moyenne (°C) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées par NEWA (pointillés).

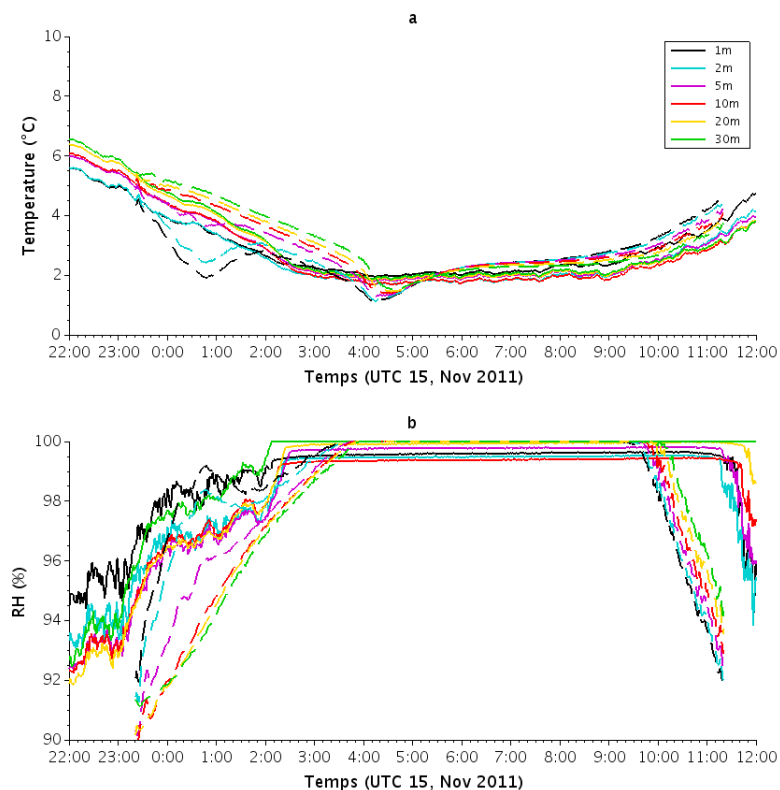


FIGURE 5.45 – Séries temporelles de température moyenne (°C) (a), d'humidité relative (%) (b) à 1m, 2m, 5m, 10m, 20m et 30m observées (traits pleins) et simulées par PROGNOS (tirets).

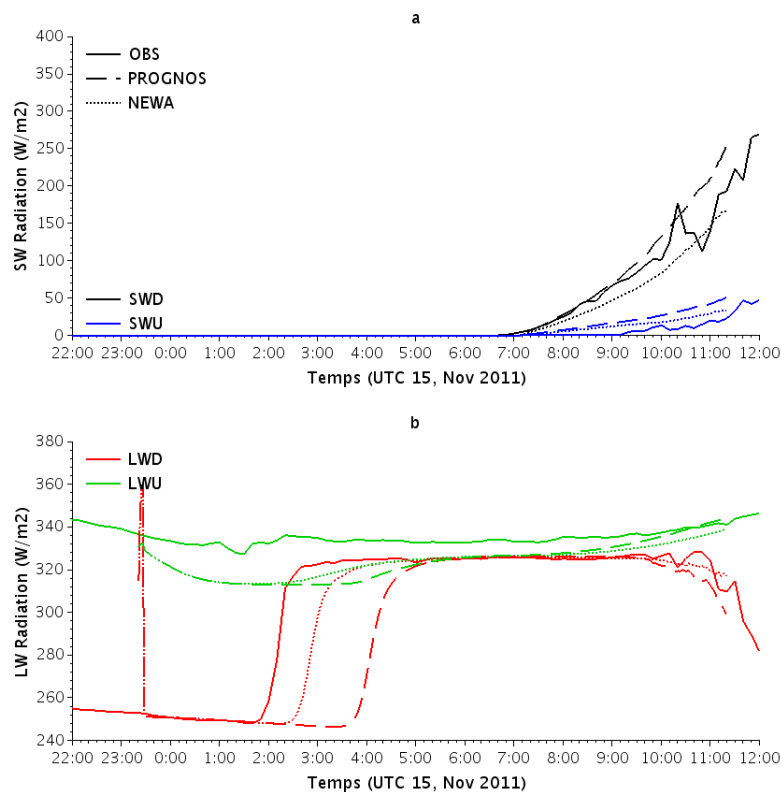


FIGURE 5.46 – Séries temporelles des moyennes des flux radiatifs à 10m (en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b), observées (traits pleins) et simulées par NEWA (pointillés) et PROGNOS (tirets).

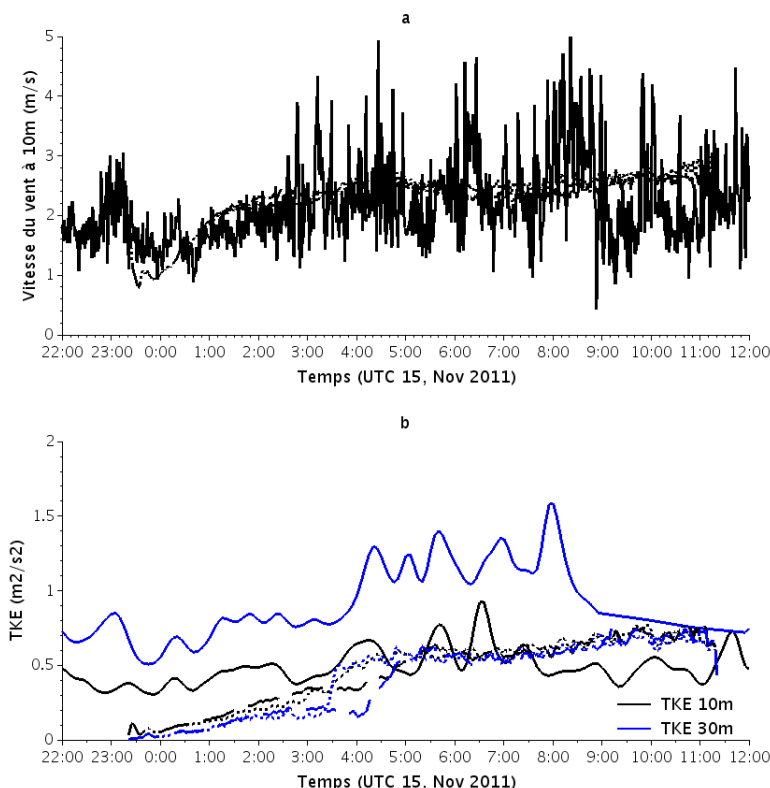


FIGURE 5.47 – Séries temporelles de moyenne de vent à 10m (m/s) (a) et de TKE à 10m et 30m ( $\text{m}^2/\text{s}^2$ )(b), observées (traits pleins), NEWA (pointillés) et PROGNOS (tirets).

Les deux nouvelles simulations NEWA et PROGNOS sont plus proches des observations sur les évolutions des champs thermodynamiques et du vent à 10 m. Toutefois, du fait de la moindre turbulence, NEWA et PROGNOS se refroidissent un peu trop dans les basses couches au début de la simulation.

En moyenne sur le domaine, les basses couches deviennent saturées 1 heure après le brouillard observé pour PROGNOS (0320 UTC) alors que l'horaire moyen pour NEWA (0205 UTC) correspond aux mesures. En ce qui concerne l'heure de « de-saturation » moyenne, elle est proche des mesures pour ces deux brouillard (0940 UTC pour NEWA, 0920 UTC pour PROGNOS et 0930 UTC pour les observations mais 0820 UTC pour REF). En outre pour NEWA et PROGNOS, la pente du flux infrarouge montant ainsi que les valeurs de ce flux avant et pendant le brouillard sont en accord avec les observations et la représentation des flux solaires est meilleure que celle de REF. Le meilleur accord pour les flux solaires est d'ailleurs obtenu pour PROGNOS.

### Évolution microphysique

Comme pour la simulation REF, trois phases sont observées sur l'évolution du LWC à 3 m : une phase de formation, une phase phase mature et une phase de dissipation (Fig. 5.48).

Les phases de NEWA et PROGNOS se distinguent par les heures d'apparition et de dissipation du brouillard. Leurs horaires sont présentées dans le tableau 5.3.

Nom	Formation	Mature	Dissipation
NEWA	[0020-0440] UTC	[0440-0710] UTC	[0710-1120] UTC
PROGNOS	[0110-0440] UTC	[0440-0710] UTC	[0710-0956] UTC

TABLE 5.3 – Horaires des phases de formation, mature et de dissipation de NEWA et PROGNOS. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à  $rc=0.1\text{mg/kg}$  à 3 m.

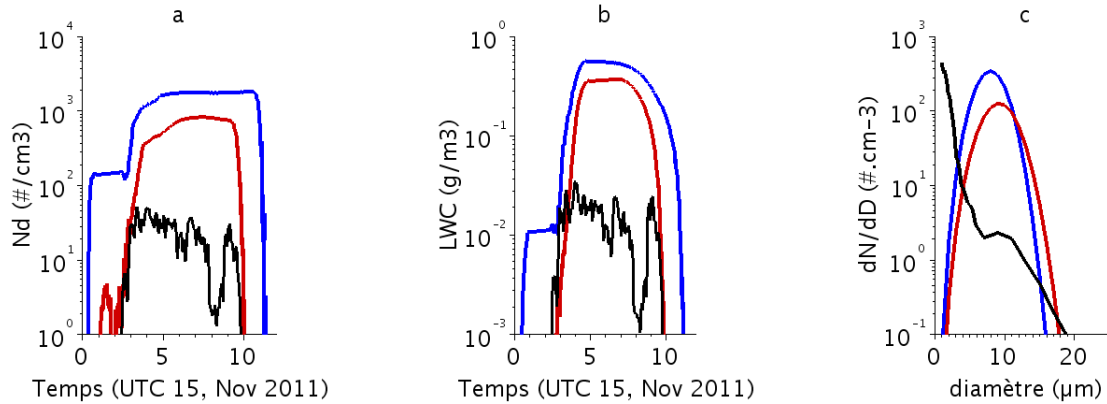


FIGURE 5.48 – Evolution temporelle moyenne de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g/m}^{-3}$ ) (b) et distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}\cdot\mu\text{m}^{-1}$ ) à 0600 UTC (c), à 3m. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de NEWA en bleu et ceux de PROGNOS en rouge.

Pour ces deux brouillards, une première activation a lieu durant la phase de formation, on simule une concentration de gouttelettes de  $1508\text{ cm}^{-3}$  pour NEWA et de  $470\text{ cm}^{-3}$  pour PROGNOS. Une ré-activation a lieu au passage de la phase mature : ainsi la concentration de gouttelettes augmente de  $277\text{ cm}^{-3}$  pour NEWA et de  $352\text{ cm}^{-3}$  pour PROGNOS. Le contenu en eau liquide évolue également en deux étapes et il atteint sa valeur maximale durant la phase mature, avec  $0.57\text{ g.m}^{-3}$  pour NEWA et  $0.37\text{ g.m}^{-3}$  pour PROGNOS.

NEWA et PROGNOS surestiment donc les observations puisque celles-ci rapportent des maxima de  $50\text{ cm}^{-3}$  pour la concentration de gouttelettes et de  $0.035\text{ g.m}^{-3}$  pour le LWC. En revanche, le diamètre des gouttelettes est proche des observations. Ainsi à 0600 UTC, la distribution de gouttelettes est centrée sur  $7\mu\text{m}$  pour NEWA et sur  $8\mu\text{m}$  pour PROGNOS contre  $9\mu\text{m}$  pour les mesures. Cependant, les grandeurs microphysiques simulées par PROGNOS sont plus proches des observations que celles de NEWA. La concentration maximale de gouttelettes simulée par PROGNOS est 2.2 fois inférieure à celle simulée par NEWA et le LWC maximum simulé est 1.5 inférieur. En outre, le cycle de vie microphysique de PROGNOS concorde mieux avec les observations.

Ainsi, à 3 m, PROGNOS fournit une meilleure représentation de la microphysique que NEWA. Ce résultat peut s'étendre à toute la couche de brouillard puisque le LWP simulé par PROGNOS (Fig. 5.49) est plus proche des observations que celui simulé par NEWA. Du fait de la formation initiale du brouillard observé en altitude, on ne compare que les valeurs maximales atteintes par le LWP puis sa décroissance. Pour les deux simulations, les hauteurs de brouillard sont bien reproduites, ainsi que le LWP, alors que le LWC à 3 m est surestimé. Cela signifierait que la répartition verticale du contenu en eau liquide serait mal représentée près du sol pour les deux simulations.

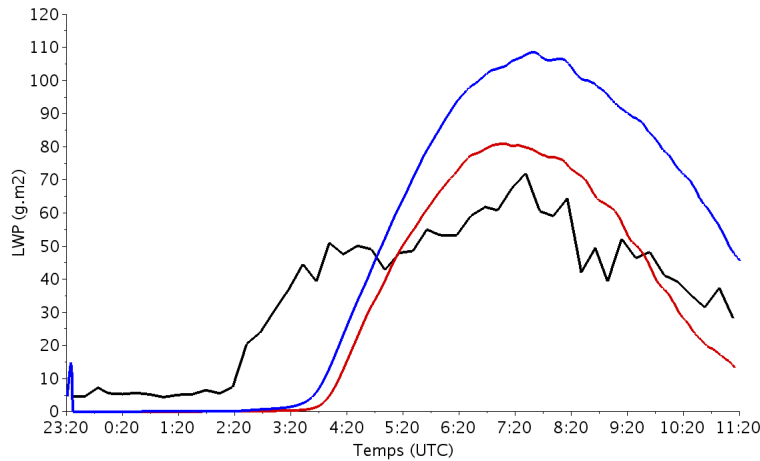


FIGURE 5.49 – Evolution temporelle du LWP ( $\text{g}/\text{m}^2$ ). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de NEWA en bleu et ceux de PROGNOS en rouge.

La figure 5.50 présente l'évolution temporelle du profil vertical moyen du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes pour les deux simulations. La localisation du maximum de contenu en eau liquide est très similaire pour ces brouillards (entre 110 m et 140 m) et a lieu à la même heure, vers 0630 UTC. Les deux brouillards atteignent alors le sommet de la couche limite résiduelle à des instants proches, après quoi ils évoluent dans une couche plus sèche et leurs contenus en eau liquide diminuent.

La concentration de gouttelettes est homogène dans le brouillard NEWA et diminue à une soixantaine de mètres du sommet. Elle est plus complexe pour PROGNOS. Comme pour REF et NEWA, la concentration de gouttelettes dans PROGNOS augmente fortement au passage de la phase mature, ce qui est lié à une augmentation des vitesses verticales. Mais, durant la phase mature de PROGNOS, si la concentration de gouttelettes est globalement homogène, les profils verticaux moyens de concentrations de gouttelettes montrent des valeurs plus forte à une vingtaine de mètres en dessous du sommet. Pour analyser l'origine des plus faibles concentrations d'aérosols activés et de la plus forte activation au sommet du brouillard reproduites par PROGNOS, les figures 5.51 et 5.52 présentent des coupes verticales, effectuées à 0420 UTC et à 0520 UTC respectivement, de la concentration de gouttelettes activées, de la sursaturation, de la vitesse verticale et du refroidissement radiatif. Ces pics apparaissent plus clairement sur la figure 5.52. On retrouve ainsi les profils verticaux de concentration augmentant avec l'altitude, avec un pic au sommet, mesurés par Okita (1962) et Egli et al. (2015). Lorsque le brouillard atteint le sommet de la couche résiduelle, plus sèche, vers 0620 UTC, l'activation diminue au sommet. Elle ré-augmente lorsque le brouillard évolue en stratus à la base de ce dernier. Les plus fortes vitesses verticales de la couche alors instable en sont responsables.



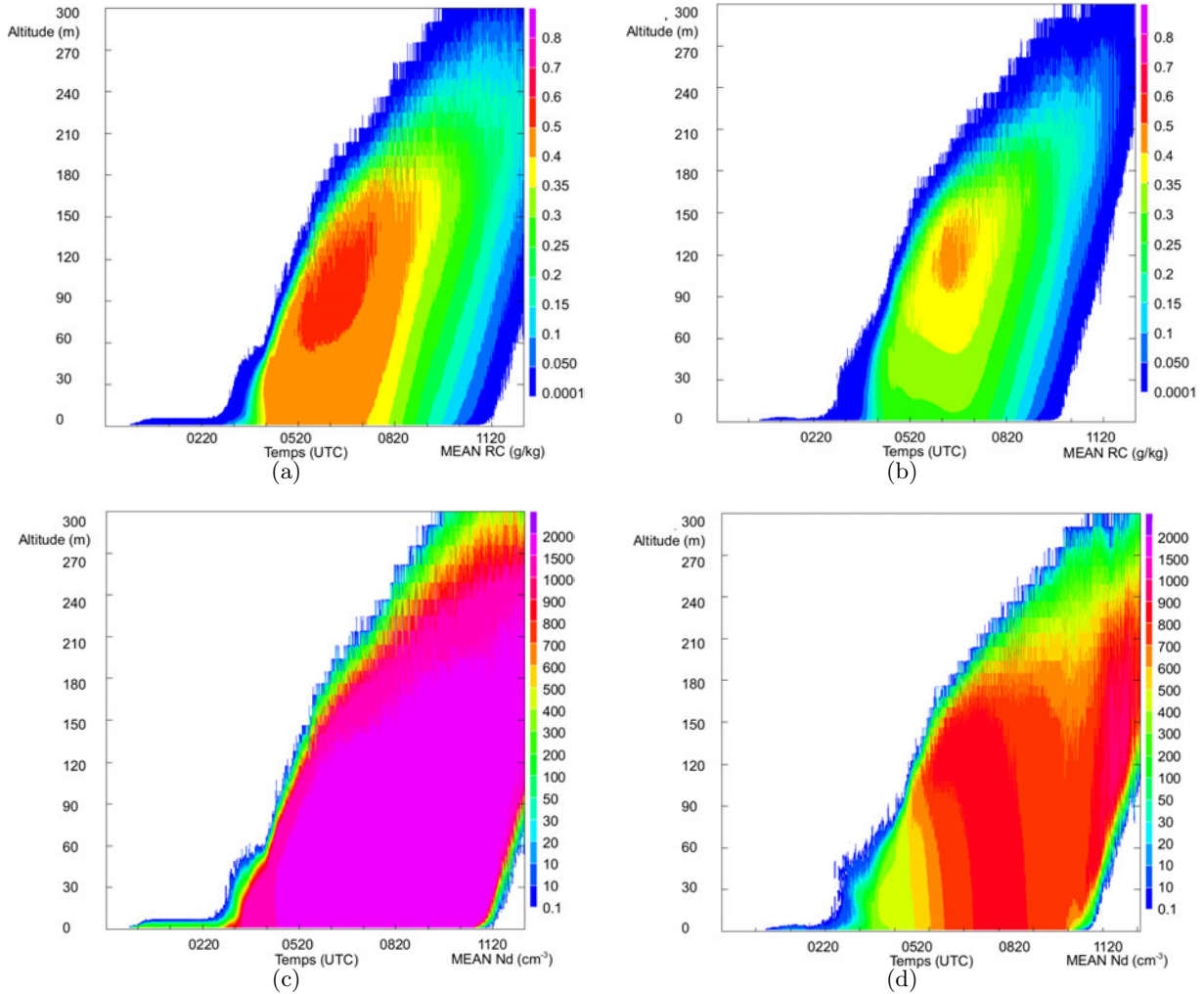


FIGURE 5.50 – Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) pour NEWA (a) et PROGNOSE (b) et de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) pour NEWA (c) et PROGNOSE (d), de 2320 UTC à 1220 UTC, moyennée sur le domaine bleu.

Dans une première partie, on étudie l'activation dans le brouillard, le sommet du brouillard est étudiée en seconde partie.

À 0420 UTC dans le brouillard, les pics d'activation et de sursaturation sont liés aux vitesses verticales. Pour les plus fortes vitesses (1.27 m/s), des concentrations d'aérosols activés de  $850 \text{ cm}^{-3}$  correspondant à des sursaturations atteignant 0.115 % sont simulées avec PROGNOSE. Ces résultats sont à comparer à NEWA où à 0420 UTC (non montré), des vitesses verticales au maximum de 1.02 m/s activaient  $1900 \text{ cm}^{-3}$ , ce qui correspondrait à 0.45% de sursaturation. Une heure plus tard, à 0520 UTC, pour PROGNOSE, les vitesses verticales, au maximum de 1.2 m/s, n'ont plus d'impact sur l'activation dans le brouillard bien que la concentration d'aérosols activée soit de  $900 \text{ cm}^{-3}$  en moyenne sur la coupe. La sursaturation inférieure à 0.1 % n'est alors pas suffisante pour activer une concentration plus importante de particules d'aérosols. Avec l'utilisation du schéma semi-pronostique, de plus fortes vitesses verticales correspondent à des sursaturations plus faibles dans le brouillard et donc à de plus faibles concentrations d'aérosols activés.

En reprenant les éléments de l'analyse de l'activation effectuée dans la section 5.3.3, les différences simulées sur l'activation des particules d'aérosols entre les deux schémas s'expliquent par la non considération de la sursaturation maximale (ce qui comprend la prise en compte de l'eau liquide déjà condensée) pour l'activation avec le schéma semi-pronostique.

Au sommet du brouillard en revanche, pour la simulation PROGNOS, de plus fortes valeurs de sursaturations sont atteintes (0.16 % à 0420 UTC et 0.56 % à 0520 UTC) qu'avec NEWA. Les pics de sursaturation semblent liés aux vitesses verticales, toutefois celles-ci sont plus faibles qu'à l'intérieur du brouillard. Le refroidissement radiatif très élevé (-10 K/h au maximum) pourrait contribuer à ces fortes valeurs de sursaturations. Cependant, comme NEWA présente un contenu en eau liquide plus fort, le refroidissement est plus élevé à son sommet (non montré) et pourtant on n'observe pas de plus forte activation. Il y a plusieurs explications possibles à ceci :

- Le maximum de refroidissement radiatif correspond à l'endroit où la quantité d'eau liquide est maximale. La concentration de gouttelettes (donc d'aérosols activés) est déjà très forte pour NEWA à cet endroit. Or, pour qu'il y ait activation, la valeur de la sursaturation doit permettre d'activer une plus forte concentration d'aérosols activés que celle déjà présente. Or ces conditions ne semblent pas être remplies, en raison de la surestimation de la concentration de particules activées en fonction des vitesses verticales, dues à l'utilisation du schéma d'ajustement à la saturation. La contribution du refroidissement radiatif à la sursaturation n'est ainsi pas suffisante dans NEWA pour activer de plus importantes concentrations d'aérosols.
- Comme l'énoncent Thouron et al. (2012) à travers leur étude de stratocumulus, ces pics de sursaturation au sommet pourraient aussi être dus à des processus supplémentaires que le schéma d'ajustement à la saturation n'est pas capable de reproduire, comme par exemple le mélange entre masse d'air nuageuse et masse d'air plus sèche.

Ainsi, l'étude de l'activation dans le brouillard et à son sommet a montré que les valeurs de la sursaturation calculées par le schéma semi-pronostique sont moins élevées qu'avec un diagnostique de la sursaturation maximale et permettent d'obtenir une représentation verticale plus réaliste du brouillard, avec des pics de sursaturation maintenant situés au sommet du brouillard.

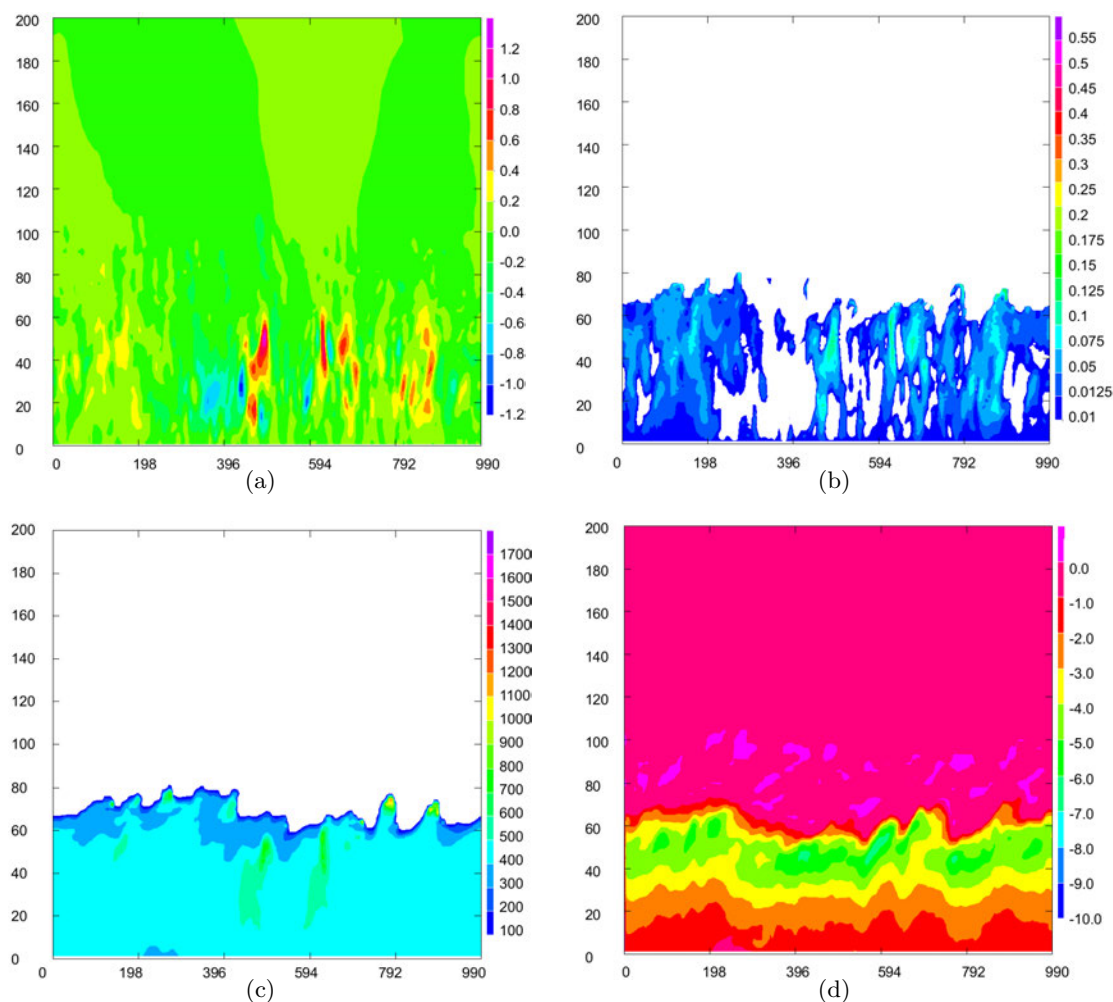


FIGURE 5.51 – Coupe verticale de vitesses verticales (m/s) (a) de la sursaturation (%) (b), de la concentration d'aérosols activés (c) et du refroidissement radiatif (K/h) (d) à 0420 UTC pour PROGNOS.

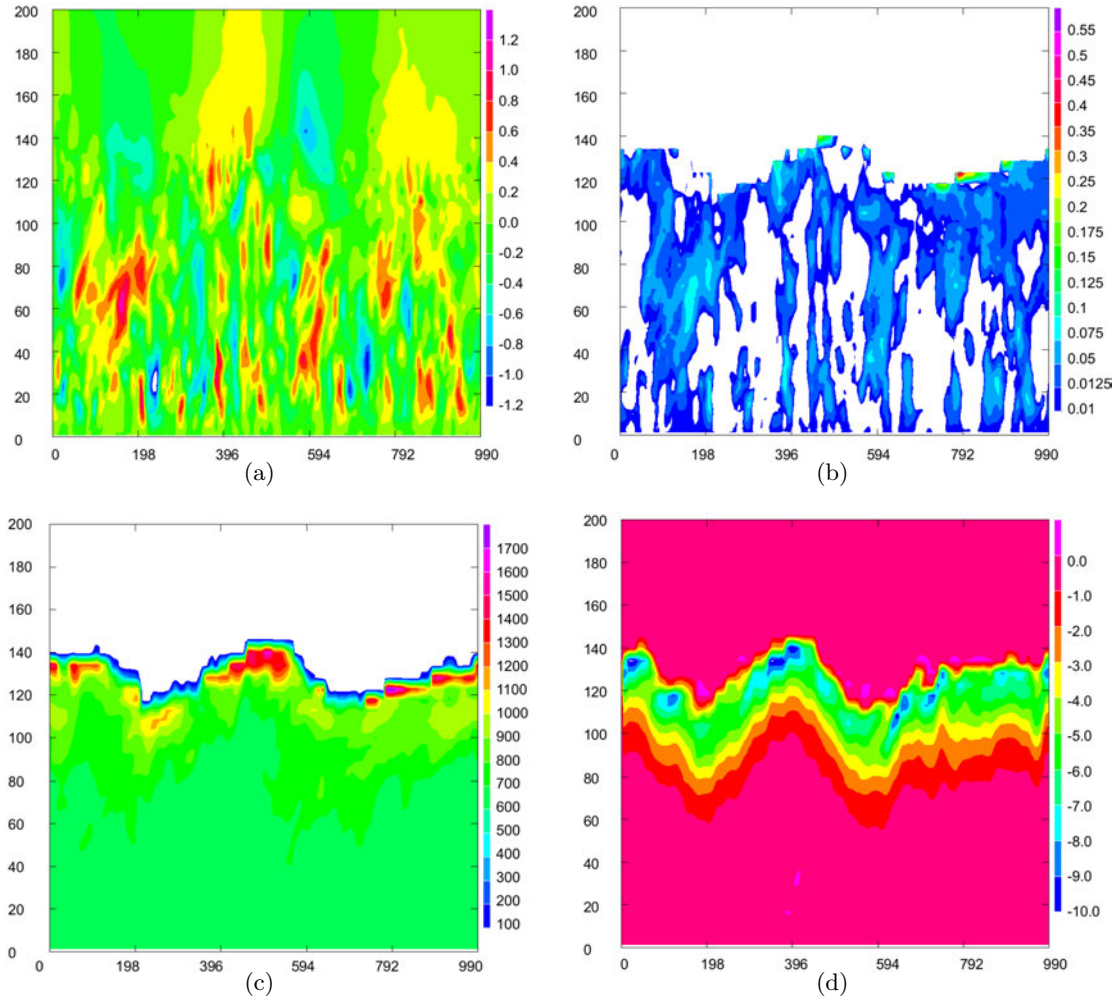


FIGURE 5.52 – Coupe verticale de vitesses verticales (m/s) (a) de la sursaturation (%) (b), de la concentration d'aérosols activés (c) et du refroidissement radiatif (K/h) (d) à 0520 UTC pour PROGNOS.

On a constaté que les cycles de vie simulés avec les deux schémas de calcul de la saturation sont différents. Cependant, les premières gouttelettes apparaissent au même instant pour NEWA et PROGNOS pour un même refroidissement radiatif et donc initialement une même quantité d'eau liquide disponible pour la condensation à terme. Or, comme la concentration de gouttelettes est moins importante pour PROGNOS, les gouttelettes sont plus grosses et la perte par sédimentation est plus importante ce qui contribue à diminuer un peu plus la quantité d'eau liquide. Par conséquent PROGNOS contient moins d'eau que NEWA, ce qui impact son refroidissement radiatif à la formation puis le cycle de vie du brouillard. Enfin on constate que l'heure de dissipation à 3 m de PROGNOS concorde avec les observations et que NEWA se dissipe 1h20 après PROGNOS. Ceci peut être dû au plus fort LWP de NEWA qui constitue une plus grande quantité d'eau à évaporer.

### Conclusion sur l'utilisation du schéma semi-pronostique pour la simulation du brouillard

Le schéma semi-pronostique permet d'améliorer la représentation de l'activation dans le brouillard en considérant la sursaturation réelle et non pas la sursaturation maximale dans la maille. Les concentrations de gouttelettes dans le brouillard obtenues en utilisant le schéma semi-pronostique sont plus réalistes (2.2 fois inférieures à celles obtenues avec le schéma d'ajustement à la saturation) ainsi que le contenu en eau liquide.

Cependant, les valeurs de concentrations d'aérosols activées sont encore très élevées au sol, ceci est

dû aux fortes vitesses verticales et aux fortes sursaturations simulées et donc à une représentation imparfaite de la dynamique.

La représentation de la distribution verticale de concentrations de gouttelettes est aussi plus en accord avec les observations existantes pour la simulation effectuée avec le schéma semi-pronostique. Toutefois, une analyse plus approfondie doit être menée pour identifier les raisons des pics d'activation au sommet du brouillard simulés avec le schéma semi-pronostique, qui pour autant semblent plus réalistes.

On a montré que le schéma semi-pronostique améliore la représentation microphysique du brouillard. Il est donc utilisé dans la suite de l'étude pour analyser la sensibilité du cycle de vie du brouillard au processus d'activation.

## 5.6 Sensibilité au processus d'activation

### 5.6.1 Impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard

L'analyse de l'impact du processus d'activation sur la microphysique du brouillard est effectuée à travers son effet sur la concentration de gouttelettes, le contenu en eau liquide, le LWP, la hauteur du brouillard ainsi que sur les heures de formation et dissipation. Deux simulations pour lesquelles la concentration totale en aérosol a été divisée par 4 ( $N_4$ ,  $N_{a_{total}} = 504 \text{ cm}^{-3}$ ) et par 32 ( $N_{32}$ ,  $N_{a_{total}} = 63 \text{ cm}^{-3}$ ) sont pour cela effectuées. La variabilité sur la concentration d'aérosols activable au SIRTa varie globalement d'un facteur 5 (section 3.8), ceci est représenté par  $N_4$ . Toutefois, comme la concentration de gouttelettes reste très élevée pour PROGNOs, la simulation  $N_{32}$  permet de considérer des concentrations de gouttelettes plus proches des observations. Les spectres d'activation associés à ces deux expériences sont représentés sur la figure 5.53.

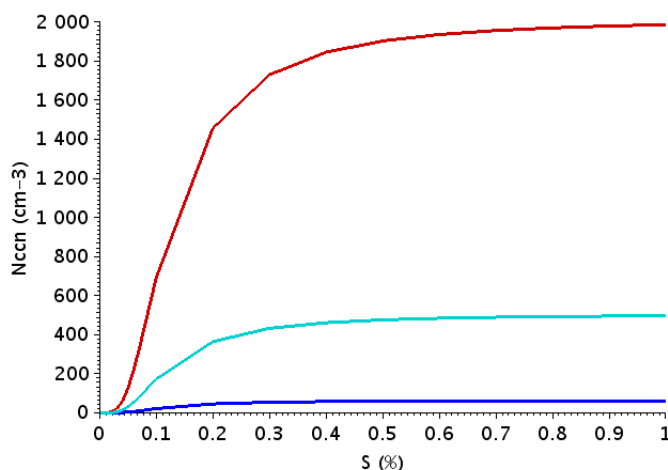


FIGURE 5.53 – Spectre d'activation initial pour les simulations PROGNOs (en rouge),  $N_4$  (en bleu clair) et  $N_{32}$  (en bleu foncé).

La figure 5.54 compare les évolutions temporelles de la concentration de gouttelettes, du contenu en eau liquide, mais aussi les distributions de gouttelettes à 0600 UTC, pour PROGNOs,  $N_4$  et  $N_{32}$ . Les heures de formation et de dissipation de ces 3 brouillards, ainsi que les valeurs maximales de contenu en eau liquide, de concentration de gouttelettes à 3m et de LWP sont résumées dans le

tableau 5.4.

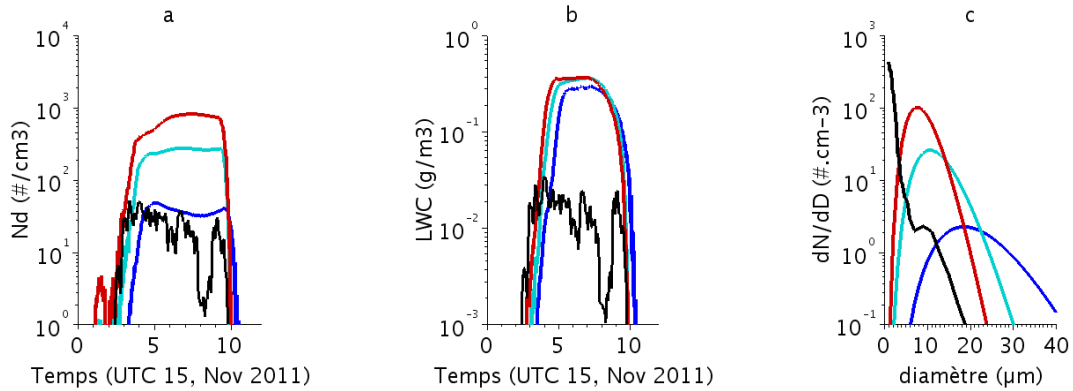


FIGURE 5.54 – Evolution temporelle de la concentration de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3}$ ) (a), du contenu en eau liquide ( $\text{g/m}^3$ ) (b) et des distributions de gouttelettes ( $\text{cm}^{-3} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ ) (c), à 3m, à 0600 UTC. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de  $N_4$  en bleu clair et ceux de  $N_{32}$  en bleu foncé.

La concentration de gouttelettes est évidemment plus faible pour les brouillards  $N_4$  et  $N_{32}$  que pour PROGNOS, mais l'impact sur le contenu en eau liquide est très faible. On remarque que plus la concentration de gouttelettes est faible, plus le diamètre des gouttelettes simulées est important : à 0600 UTC, la distribution de gouttelettes est centrée sur  $8 \mu\text{m}$  pour PROGNOS,  $11 \mu\text{m}$  pour  $N_4$  et  $19 \mu\text{m}$  pour  $N_{32}$  (Fig. 5.54(c)).

La figure 5.55 présente l'évolution temporelle du profil vertical moyen du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes pour ces 3 simulations. Elle montre que les développements vertical et temporel de ces 3 expériences sont différents. La valeur du maximum de contenu en eau liquide dans le brouillard n'est pas le même, mais surtout il n'est pas atteint à la même altitude et ni au même moment. Plus la concentration totale d'aérosols est faible, plus ce maximum est bas en altitude (dû à la sédimentation) et plus il a lieu tard. En effet, plus la sédimentation est importante et moins le brouillard se développe verticalement, ce qui retarde son accès au sommet de la couche résiduelle (plus sèche et plus chaude) et la baisse de production d'eau liquide associée. Ainsi, le maximum de LWP apparaît plus tard pour  $N_4$  et  $N_{32}$  que pour PROGNOS. Les valeurs de LWP de PROGNOS et  $N_4$  sont proches (Fig. 5.56) et se rejoignent à 0820 UTC.



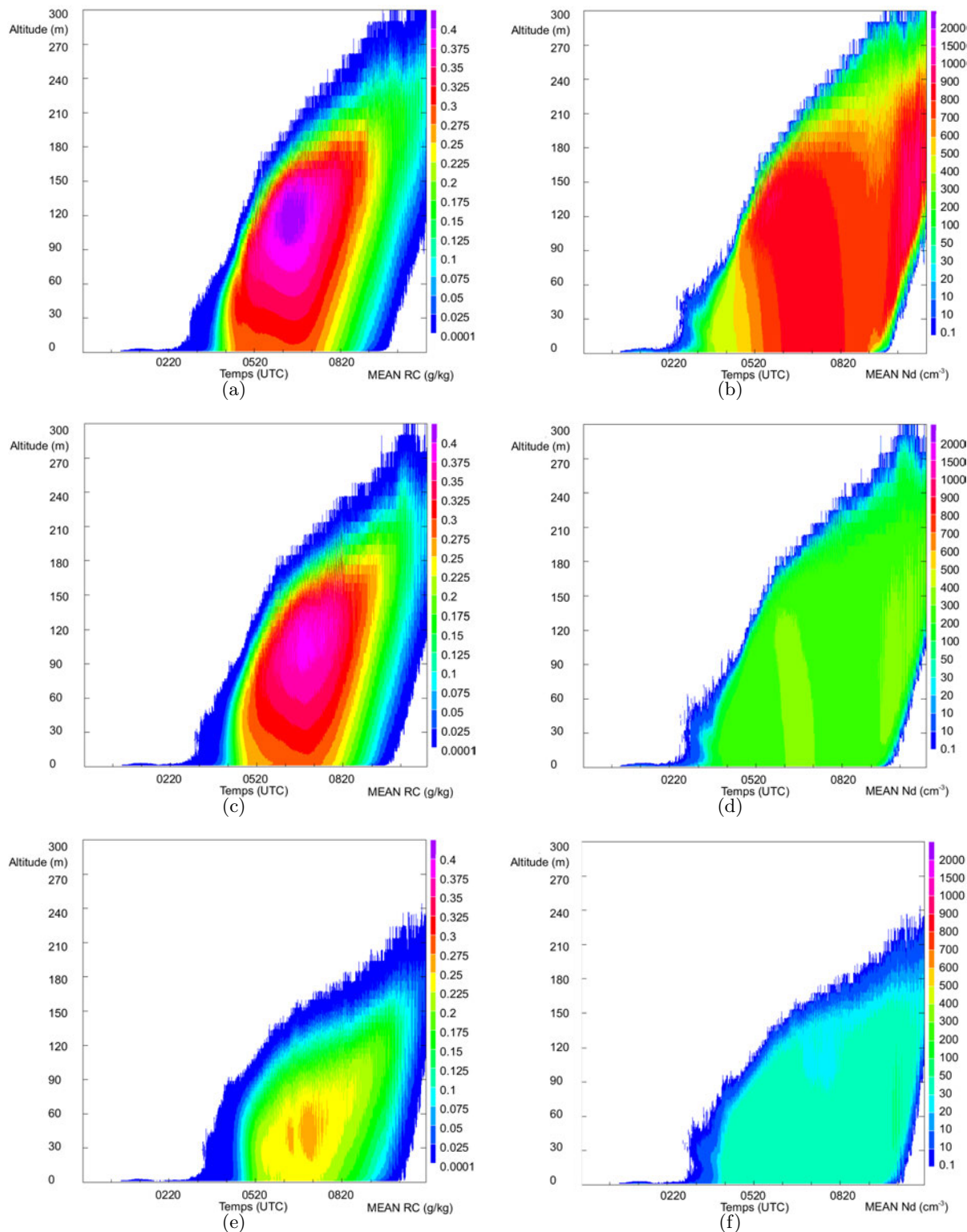


FIGURE 5.55 – Profils verticaux du rapport de mélange en eau liquide (g/kg) pour PROGNOS (a), N<sub>4</sub> (c) et N<sub>32</sub> (e) et de concentration de gouttelettes (cm<sup>-3</sup>) pour PROGNOS (b), N<sub>4</sub> (d) et N<sub>32</sub> (f), de 2320 UTC à 1220 UTC, moyennés sur le domaine bleu.

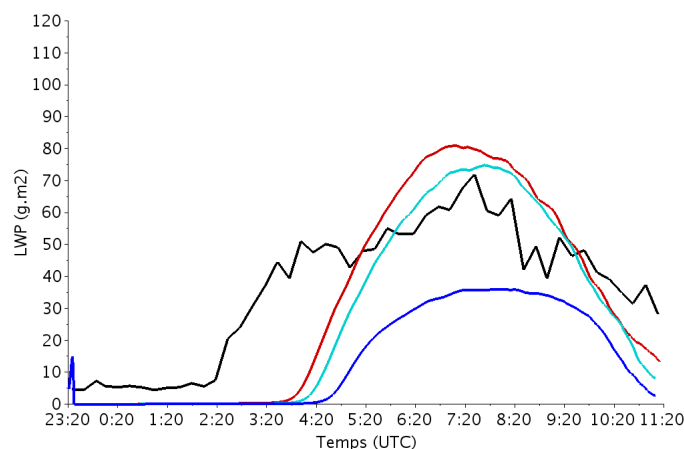


FIGURE 5.56 – Evolution temporelle du LWP ( $\text{g}/\text{m}^2$ ). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de  $N_4$  en bleu clair et ceux de  $N_{32}$  en bleu foncé.

Les formations de brouillard (déterminé par l'évolution du LWC à 3 m) pour PROGNOS et  $N_4$  ont lieu quasiment au même instant, à 0110 et 0113 UTC, mais celle de  $N_{32}$  a lieu, en moyenne sur le domaine, 01h47 plus tard. Les heures de dissipation de PROGNOS et  $N_4$  sont très proches ( $N_4$  se dissipe 4 minutes après PROGNOS) mais  $N_{32}$  se dissipe 35 minutes après PROGNOS. On a montré, dans la section 5.3.2, que la dissipation au sol pouvait durer 25 min compte tenu des hétérogénéités de surface. On peut donc considérer que les brouillards PROGNOS et  $N_4$  se dissipent en même temps. Cela pourrait être dû à leur LWP très proche au moment de la dissipation.

Une diminution d'un facteur 32 de la concentration d'aérosols retarde fortement (de 30 min) la dissipation du brouillard au sol. On constate (Fig. 5.54(b)) que l'évaporation de  $N_{32}$  se fait plus lentement que celle de PROGNOS mais aussi que la concentration de gouttelettes de  $N_{32}$  augmente de nouveau pendant la phase de dissipation (Fig. 5.54(a)). Plusieurs processus peuvent expliquer ceci :

- L'interaction avec le rayonnement : la figure 5.57 présente les flux radiatifs pour les 3 simulations. Elle montre que plus la concentration de gouttelettes est faible et plus le flux SWD est fort, donc moins le brouillard absorbe le flux solaire et moins il se réchauffe. Au lever du soleil, plus la concentration de gouttelettes est faible, moins le brouillard émet de flux LW. En effet comme le LWC est plus faible, le brouillard émet moins de chaleur. Cette tendance s'inverse lorsque le LWC devient supérieur à celui des brouillards aux plus fortes concentrations de gouttelettes (Fig. 5.54).
- Il faut une certaine durée pour que le brouillard recevant le plus de SW devienne celui qui émet le plus de LW. Cette durée dépend bien évidemment de la distribution de gouttelettes, de sa répartition verticale, du type de surface et du flux de chaleur latente que celle-ci émet.
- La sédimentation et l'évaporation. La plus forte sédimentation des brouillards ayant les gouttelettes de plus fort diamètre contribue à alimenter le sol en humidité. L'évaporation de cette humidité alimente ensuite le brouillard en vapeur d'eau et donc retarde l'évaporation du brouillard. Ainsi, le flux de chaleur latente (non montré) de  $N_{32}$  devient positif dès 0630 UTC contre 0724 UTC pour PROGNOS, et est plus élevé (de  $10 \text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$  à 1000 UTC).



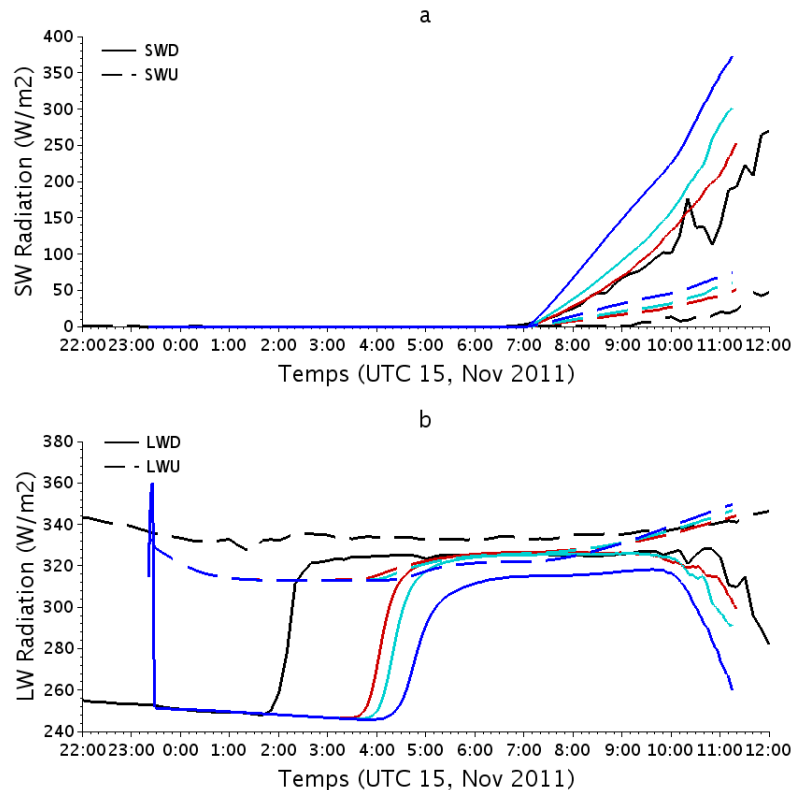


FIGURE 5.57 – Séries temporelles des flux radiatifs à 1m (en  $\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ ) solaire montant (SWU) et descendant (SWD) (a) et infrarouge montant (LWU) et descendant (LWD) (b). Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de  $N_4$  en bleu clair et ceux de  $N_{32}$  en bleu foncé.

Ainsi, une très forte diminution de la concentration totale d'aérosols retarde la dissipation du brouillard malgré les plus faibles valeurs de LWP résultantes. Ce résultat peut s'expliquer par la sédimentation qui alimente ensuite le brouillard en humidité et par les interactions complexes avec le rayonnement (absorption). Toutefois, une diminution plus modeste (un rapport 4) ne diminue que légèrement les valeurs de LWP et cet écart s'amoindrit au cours du cycle de vie du brouillard. La sédimentation et les interactions avec le rayonnement ne semblent pas autant perturber la dissipation. Les résultats obtenus dépendent du type de surface, de la hauteur de la couche résiduelle ainsi que de la faculté du brouillard à se développer sur la verticale, qui est liée aux conditions dynamiques. Ceci signifie que l'évolution du LWP et la hauteur de la couche résiduelle sont des grandeurs clés pour la prévision de la dissipation du brouillard.

Ces résultats sont en désaccord avec les résultats de simulation 1D de Zhang et al. (2014) et Stolaki et al. (2015) qui montrent que plus la concentration totale d'aérosols est faible, plus le brouillard se dissipe tôt. Ils l'expliquent par le rôle clé de la sédimentation, ce qui constitue une vision simplifiée et réductrice. Mais ces études 1D ne peuvent pas tenir compte de l'impact de la dynamique sur le brouillard. On note également que l'étude LES de Bergot (2015b) sur la dissipation du brouillard, effectuée avec un schéma microphysique à un moment, ne rend pas compte du lien significatif entre durée de vie du brouillard et microphysique.

Enfin, on remarque que la meilleure représentation des flux solaires est obtenue pour PROGNOS qui présente la plus forte concentration de gouttelettes. Ce qui questionne donc sur la représentativité de nos mesures de concentrations de gouttelettes près du sol pour caractériser verticalement le brouillard. De plus, la surestimation du contenu en eau liquide au sol et la bonne estimation simultanée du LWP questionne sur la représentation verticale du contenu en eau liquide près du

sol par le modèle.

Nom	Formation (UTC)	Dissipation (UTC)	$Rc_{3m,max}$ (g/kg)	$Nd_{3m,max}$ ( $cm^{-3}$ )	$H_{max,0720}$ ( $H_{0720}$ ) (m)	$LWP_{0720}$ ( $g \cdot m^{-2}$ )	$H_{LWP,max}$ UTC
PROGNOS	0110	0956	0.30	827	134 (225)	73	0748
$N_4$	0113	1000	0.29	279	100 (204)	62	0824
$N_{32}$	0257	1031	0.24	49	41 (161)	30	0840

TABLE 5.4 – Heure de formation et de dissipation des brouillards pour PROGNOS,  $N_4$  et  $N_{32}$  et valeurs maximales du contenu en eau liquide et de la concentration de gouttelettes à 3m. Le seuil pour la détection du brouillard est pris à  $rc=0.1mg/kg$ .  $H_0$  représente l'altitude moyenne du brouillard à 0720 UTC,  $H_{max}$  l'altitude moyenne du contenu en eau liquide maximal à 0720 UTC  $x=400m$  (SIRTA) et  $H_{LWP,max}$  l'heure du maximum de LWP.

### 5.6.2 Relation entre concentration totale d'aérosols et concentration de gouttelettes

Différentes concentrations de gouttelettes sont obtenues en modifiant la concentration totale d'aérosols pour l'activation (Fig. 5.53). La figure 5.58 synthétise le pourcentage maximal d'aérosols activés et la saturation maximale en fonction des concentrations totales d'aérosols ( $Na_{total}$ ) à 3m, déduites des simulations PROGNOS,  $N_{1.5}$  ( $Na_{total}=1345 cm^{-3}$ ),  $N_4$  et  $N_{32}$ .

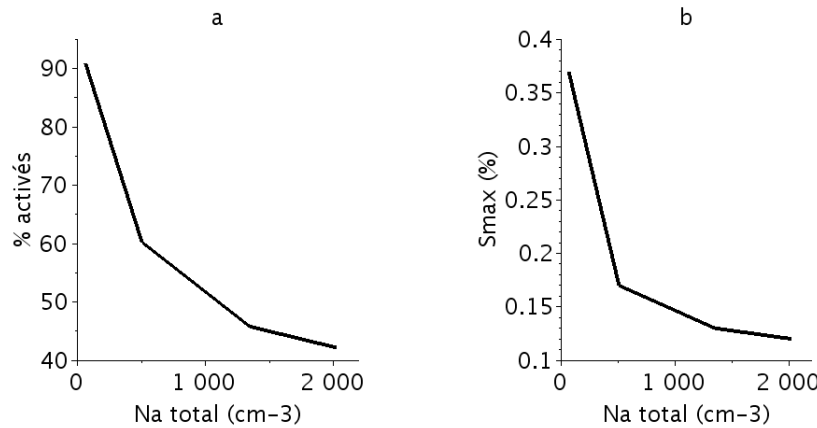


FIGURE 5.58 – Représentation à 3m du pourcentage maxiamle d'aérosols activés (a) et de la sursaturation maximale (b) en fonction de la concentration d'aérosols totale, déduite des simulations PROGNOS,  $N_{1.5}$  ( $N=1345 cm^{-3}$ ),  $N_4$  et  $N_{32}$ .

Plus  $Na_{total}$  est faible, plus la proportion maximale d'aérosols activés est forte. Cependant cette relation n'est pas linéaire car de plus fortes valeurs de sursaturations sont aussi atteintes ; Ainsi 0.37% de sursaturation maximale est atteinte à 3m pour  $N_{32}$  contre 0.12% pour PROGNOS. Il y a plusieurs raisons à cela :

- Plus  $Na_{total}$  est faible, plus la concentration de gouttelettes est faible et plus leur diamètre est important. Par conséquent elles sédimentent plus et réduisent le terme puits pour la sursaturation qu'est la condensation.
- Pour une sursaturation donnée, la concentration d'aérosols activés (Fig. 5.53) varie en fonction de  $Na_{total}$ . Or le diamètre d'activation, donc celui que les gouttelettes ont lorsqu'elles sont formées, est lui fixé à  $2 \mu m$  (section 5.5). Par conséquent, lorsque  $Na_{total}$  est plus faible,

la condensation à la formation des gouttelettes est plus lente, le terme puits pour la sursaturation qu'est la condensation est donc moins efficace. De plus, la pente d'activation est plus faible pour les faibles  $Na_{total}$  (Fig. 5.53), donc proportionnellement, moins d'eau est condensée avec l'évolution de la sursaturation.

Il n'y a pas de raison physique pour que le diamètre critique soit fixé quelque soit  $Na_{total}$ . Il faudrait donc faire évoluer le schéma de Thouron et al. (2012) afin qu'il n'utilise plus de diamètre critique, ce qui constitue une perspective à cette thèse. Une solution consisterait à utiliser la sursaturation semi-pronostique de Thouron et al. (2012) pour calculer le diamètre critique humide à partir de la théorie de  $\chi$ -Köhler. Ceci permettrait aussi de ne pas utiliser le spectre d'activation de Cohard et al. (1998) mais directement la mesure de la distribution d'aérosols secs. En effet le diamètre critique sec est également déterminé par la théorie de  $\chi$ -Köhler et l'intégrale de la distribution d'aérosols secs de ce diamètre critique jusqu'au plus grand diamètre sec fournit la concentration d'aérosols activés.

### 5.6.3 Processus microphysiques impliqués

L'évolution des grandeurs microphysiques à partir des observations a montré que l'évolution des gouttelettes près du sol est principalement régie par l'activation et la condensation ainsi que leur processus inverse. On n'observe pas de croissance par condensation sans activation associée.

La figure 5.59 montre l'évolution de la concentration de gouttelettes en fonction du contenu en eau liquide pour les différentes simulations, sa présentation est similaire à celle effectuée pour la figure 3.27 du chapitre 3.

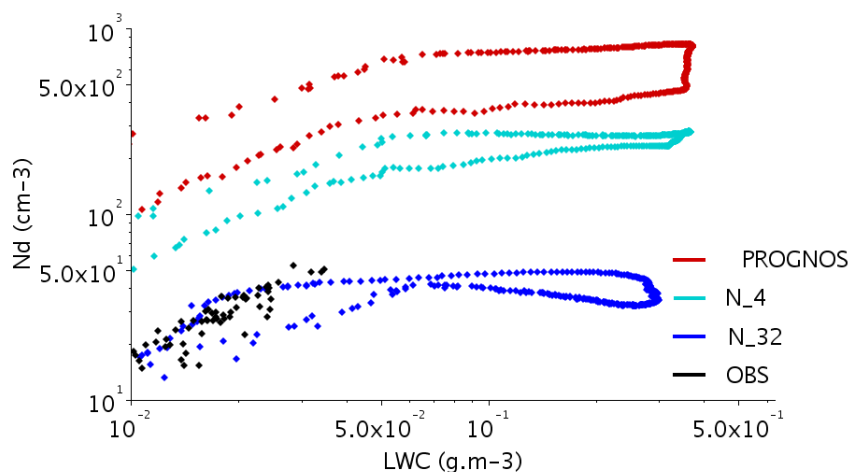


FIGURE 5.59 – Évolution à 3m de la concentration de gouttelettes ( $cm^{-3}$ ) en fonction du LWC ( $g.m^{-3}$ ) au cours du temps. Les résultats des observations sont en noir, les résultats de PROGNOS sont en rouge, ceux de  $N_{1.5}$  en vert, ceux de  $N_4$  en bleu clair et ceux de  $N_{32}$  en bleu foncé. L'évolution temporelle est dans le sens des plus faibles concentrations au début du brouillard.

Les évolutions des brouillards simulés sont différentes de celles observées. Une forte variabilité pour les différents cas est observée. Cependant, on remarque que, à la formation et à la dissipation, le comportement des observations est correctement reproduit, ce qui n'est pas le cas durant la phase mature. Il semble que ce décalage entre simulation et observation soit d'abord dû à la très forte condensation pour des concentrations de gouttelettes évoluant peu, puis à une forte activation à

LWC quasi constant. Ceci suggère donc une représentation imparfaite de la thermodynamique et de la dynamique du brouillard.

## 5.7 Conclusion

Dans ce chapitre, le cas de brouillard du 15/11/11, échantillonné durant la campagne PréVi-Boss, a été simulé en configuration LES avec le schéma microphysique à deux moments KHKO et il été comparé aux observations. Ce brouillard a, entre autres, été sélectionné pour ces champs microphysiques qui sont dans les valeurs moyennes observées au SIRTa.

Une première étude a permis d'analyser l'impact des différents choix dans la configuration numérique, ainsi que le rôle des différents processus physiques sur le cycle de vie du brouillard. Elle a montré que la considération d'hétérogénéités surfaciques est nécessaire pour une représentation réaliste du cycle de vie du brouillard. Elle a aussi mis en avant la très forte dépendance du cycle de vie du brouillard à la stabilité de la couche limite qui est régie par un équilibre délicat entre processus dynamiques, thermodynamiques et surfaciques.

Une seconde analyse s'est focalisée sur l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie du brouillard. Dans un premier temps, les schémas pour le calcul de la saturation dit d'ajustement à la saturation (utilisé dans la première analyse) et semi-pronostique de Thouron et al. (2012) ont été comparés. Puisqu'il n'utilise pas de diagnostic de la sursaturation maximale, le schéma semi-pronostique permet une meilleure représentation de l'activation dans le brouillard. Les concentrations d'aérosols activées qu'il calcule sont inférieures à celles calculées avec le schéma dits d'ajustement à la saturation. Même, si ces concentrations restent plus élevées que celles observées, leur gradient vertical est plus réaliste. La surestimation de la concentration d'aérosols activées semble provenir de la représentation dynamique imparfaite du brouillard.

Le schéma semi-pronostique, améliorant la représentation microphysique du brouillard, a été utilisé pour évaluer l'impact de la concentration en particules d'aérosol sur le cycle de vie du brouillard. Exceptée pour de très faibles concentrations en particules d'aérosols ( $63 \text{ cm}^{-3}$ ), cet impact est négligeable (pour une concentration en particules d'aérosols variant de  $2017 \text{ cm}^{-3}$  à  $504 \text{ cm}^{-3}$ ). En fait, le LWP semble avoir un rôle majeur sur la durée de vie du brouillard, et les valeurs du LWP à la dissipation sont peu perturbées par les différentes concentrations de gouttelettes. Pour de très faibles concentrations en particules d'aérosols, les valeurs de LWP sont en revanche fortement réduites, et l'heure de dissipation du brouillard est retardée. La sédimentation, qui alimente ensuite le brouillard en humidité, et les interactions complexes avec le rayonnement semblent en être responsables. Toutefois, dû aux concentrations de gouttelettes et aux contenus en eau liquide simulés très élevés, les processus microphysiques observées au sol ne sont pas correctement représentés par les simulations. En outre, il a été remarqué que l'évolution de la concentration de gouttelettes simulée avec celle de particules d'aérosols n'est pas linéaire. En effet, plus la concentration de particules d'aérosols est faible et plus la sursaturation atteint de fortes valeurs.

Il apparaît à travers cette étude, que de nombreuses mesures complémentaires seraient nécessaires pour mieux valider les simulations microphysique et aussi les améliorer. Elles sont développées dans le chapitre suivant qui conclut sur cette thèse et présente les perspectives.

## Chapitre 6

# Conclusion et perspectives

### Conclusion générale

En provoquant une forte baisse de la visibilité au sol, les brouillards perturbent fortement le domaine des transports. Leur prévision est un enjeu important pour assurer la sécurité des personnes et limiter leur impact économique. Toutefois malgré des moyens numériques de plus en plus puissants, leur prévision reste difficile. Une compréhension plus fine du cycle de vie du brouillard est indispensable pour améliorer sa prévision.

Ce travail de recherche s'est intéressé aux propriétés microphysiques du brouillard, c'est à dire aux gouttelettes qui le composent, à leur formation, leur évolution et à leur impact sur le cycle de vie du brouillard. La microphysique des brouillards est particulière car d'une part, le brouillard se forme dans les basses couches de l'atmosphère, là où la concentration en aérosols est la plus importante, et d'autre part, le refroidissement menant à la formation des gouttelettes est essentiellement radiatif, contrairement à beaucoup d'autres nuages pour lesquels il est dû à des détente adiabatiques résultants de mouvements verticaux. Afin d'évaluer l'impact de la microphysique sur le cycle de vie du brouillard, deux études complémentaires ont été menées, la première porte sur l'analyse de mesures collectées pendant une campagne expérimentale et la seconde sur la modélisation numérique d'un cas d'étude.

Trois hivers de mesures des brouillards ont eu lieu sur le site du SIRTa au sud de Paris durant les années 2010 à 2013. Une instrumentation microphysique spécifique a été déployée à 2.5 m du sol, elle a permis la mesure des distributions dimensionnelles et des concentrations de particules d'aérosols sèches et hydratés, de gouttelettes ainsi que des concentrations de particules activées à différentes sursaturations. L'originalité de ce travail est de documenter et d'analyser finement la microphysique d'un grand nombre d'épisodes brouillards. L'évolution microphysique du brouillard a ainsi été étudiée à travers 42 cas de brouillards et le processus d'activation à travers 23 cas.

Documenter les propriétés microphysiques des particules mesurées entre 2  $\mu\text{m}$  et 50  $\mu\text{m}$  durant le brouillard constitue un premier résultat de cette thèse. Ainsi sur cette gamme de diamètres, le contenu en eau liquide médian dans le brouillard est compris entre 0.005  $\text{g.m}^{-3}$  et 0.099  $\text{g.m}^{-3}$  et la concentration de particules médiane entre 6.3  $\text{cm}^{-3}$  et 183  $\text{cm}^{-3}$ , tandis que le diamètre effectif qui renseigne sur la distribution des gouttelettes, varie entre 7  $\mu\text{m}$  et 23  $\mu\text{m}$ . On observe ainsi une forte variabilité des propriétés microphysiques entre les différents cas des brouillards mais le cycle de vie suit également des évolutions variées.

Afin d'analyser l'origine de cette variabilité entre les différents brouillards, les propriétés de l'activation dans le brouillard à sa formation ont été déterminées par une méthode de fermeture utilisant quatre instruments. Les valeurs de sursaturation critique sont très faibles, 0.043 % en médiane, elles sont associées à de faibles concentrations de CCN, 53.5  $\text{cm}^{-3}$  en valeur médiane et 111  $\text{cm}^{-3}$  pour le 75<sup>e</sup> percentile. Par conséquent, les diamètres d'activation sec et humide sont élevés. Les valeurs

du paramètre d'hygroscopicité  $\kappa$  déterminées,  $0.17 \pm 0.05$ , sont typiques des aérosols continentaux. On n'observe pas de corrélation entre la concentration en gouttelettes activées au début de l'épisode et la concentration de particule d'aérosols activables disponibles avant l'épisode. En effet les valeurs de sursaturations sont trop faibles et les particules d'aérosols servant de support pour la condensation sont abondantes dans cet environnement péri-urbain, c'est donc la valeur du pic de sursaturation qui détermine au premier ordre la concentration de particules d'aérosols activées. Ce résultat est important, car il met en évidence la nécessité d'un calcul fin de la sursaturation pour l'activation dans les modèles numériques. La concentration d'aérosols n'intervient qu'au deuxième ordre, même si l'on ne considère que la concentration de particules activables. Comme le dépôt d'eau liquide est plus important sur les particules d'aérosols lorsque leur concentration est forte, les valeurs maximales de sursaturation sont modulées. L'hygroscopicité n'impacte l'activation qu'au troisième ordre. Cela signifie qu'une mesure précise de la chimie des aérosols n'est pas primordiale pour l'étude de l'activation dans le brouillard.

À la formation du brouillard, une anticorrélation a été observée entre diamètre de gouttelettes et concentrations d'aérosols activés, sauf pour les brouillards au faible contenu en eau liquide. Ce résultat met en avant le rôle clé du processus d'activation sur la distribution de gouttelettes à la formation du brouillard.

La détermination du diamètre critique humide qui sépare les aérosols hydratés des gouttelettes permet de modérer la pertinence de l'utilisation de la gamme de diamètre  $[2-50] \mu\text{m}$  pour l'étude de la microphysique des brouillards. Le diamètre critique humide est très souvent supérieur à  $2 \mu\text{m}$  et de rares fois inférieur. Une mesure précise de la concentration de gouttelettes dans le brouillard nécessite la connaissance du diamètre critique humide pour ne pas considérer comme gouttelettes des particules d'aérosols seulement hydratées, ou alors pour ne pas manquer des gouttelettes au diamètre inférieur à  $2 \mu\text{m}$ . Par sa détermination, il a été montré que deux catégories de distribution de gouttelettes existent, celles à un seul mode de gouttelettes, et celles à deux modes de gouttelettes.

La variabilité microphysique entre les brouillards s'explique aussi par l'existence de plusieurs sortes de brouillards, les nappes de brouillards qui ne sont pas développées sur la verticale et les brouillards développés. L'étude des nappes de brouillard a d'abord révélé les hétérogénéités microphysiques horizontales à la formation du brouillard. L'étude des brouillards débutant en tant que nappes puis se développant sur la verticale a mis en avant le rôle majeur de la dynamique sur le grossissement des gouttelettes. Pour étudier leur évolution temporelle, les brouillards ont ensuite été découpés en 4 phases à partir de l'évolution de la visibilité. Il a été montré que chacune de ces phases suit une évolution particulière principalement régie par l'action simultanée des processus de condensation et d'activation, puis d'évaporation et dé-activation. Contrairement à l'évolution microphysique des autres nuages, la concentration de gouttelettes augmente tant qu'il y a de la condensation. La sédimentation des plus grosses gouttelettes et donc la disparition de forts termes puits pour la sursaturation ou la sédimentation de plus fortes concentrations de gouttelettes formées au sommet du brouillard pourrait expliquer ce comportement. L'évolution des distributions de gouttelettes est impactée par leur diamètre. De fait, plus ceux-ci sont importants plus la condensation est forte par rapport à l'activation. Toutefois, d'autres processus comme la coalescence ou ce que Wendisch et al. (1998) appelle la « cannibalisation » (effet Bergeron pour les gouttelettes) semble exister. En outre, les brouillards radiatifs montrent une diminution plus nette de la concentration de gouttelettes au cours de leur cycle de vie que les brouillards issus d'un affaïssement de stratus.

De façon globale pour les brouillards se dissipant après le lever du soleil, plus la concentration de gouttelettes est importante plus leur durée de vie est grande.

Cette étude expérimentale ne permet cependant pas de mettre en évidence un lien manifeste entre propriétés microphysiques et cycle de vie du brouillard, car son évolution dépend de l'interaction entre de nombreux autres processus physiques. C'est pourquoi des simulations numériques ont

été effectuées afin de pouvoir discerner l'action de la microphysique sur le cycle de vie du brouillard.

Le cas de brouillard du 15 novembre 2011, observé au SIRTa, a alors été simulé par le modèle Méso-NH. Un schéma microphysique à deux moments a été utilisé pour pouvoir représenter l'activation des gouttelettes puis leur évolution. La simulation a été effectuée en configuration LES afin de calculer le plus finement possible les contributions des différents processus responsables de la sursaturation.

La faculté du modèle Méso-NH à simuler des concentrations de particules d'aérosols activées réalistes a d'abord été évaluée à travers la comparaison de deux schémas différents pour le calcul de la sursaturation, le schéma dit d'ajustement à la saturation et le schéma semi-pronostique de Thouron et al. (2012). Le schéma d'ajustement à la saturation surestime largement les concentrations de particules d'aérosols activées et en fournit une mauvaise représentation sur la verticale, car il effectue un diagnostic de la sursaturation maximale pour l'activation en ne prenant en compte que les ascendances et le refroidissement radiatif. Le schéma semi-pronostique de Thouron et al. (2012) calcule les valeurs de sursaturation réellement atteintes. Il permet alors de considérer des processus supplémentaires à ceux considérés par le schéma précédent. Une meilleure représentation des concentrations de particules d'aérosols activées dans le brouillard est obtenue avec ce schéma. Le schéma semi-pronostique permet en outre de représenter l'activation au sommet du brouillard, ce qui est difficile avec le schéma d'ajustement à la saturation du fait de l'absence de particules supplémentaires à activer. Les concentrations simulées par le schéma semi-pronostique restent toutefois trop élevées par rapport aux observations. La représentation de la dynamique dans le brouillard est en effet complexe, et de faibles surestimations de vitesses verticales entraînent de fortes surestimation de concentrations d'aérosols activés.

Les simulations effectuées avec le schéma semi-pronostique pour le calcul de la sursaturation ont montré que l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie des brouillards est très faible et ne s'exprime que pour de très fortes perturbations sur la concentration d'aérosols. La hauteur de la couche résiduelle et le contenu en eau liquide intégré sur la verticale sont des éléments décisifs de la durée de vie du brouillard. Or ce dernier élément est peu influencé par les différentes concentrations d'aérosols. Cependant, une forte baisse de la concentrations d'aérosols retarde la dissipation du brouillard malgré une baisse du contenu en eau liquide intégré sur la verticale. La sédimentation qui alimente ensuite le brouillard en humidité et les interactions complexes avec le rayonnement semblent en être responsables. La relation simulée entre concentrations de gouttelettes et concentration d'aérosols n'est cependant pas linéaire. En effet, plus la concentration de particules d'aérosols est faible et plus la sursaturation atteint de fortes valeurs.

Afin de mettre en perspective l'impact du processus d'activation sur les autres processus physiques régissant le cycle de vie du brouillard, différents tests de sensibilité ont été effectués. Le cycle de vie du brouillard est dépendant de la stabilité de la couche limite qui est régie par un équilibre très délicat entre processus dynamiques, thermodynamiques et surfaciques. L'étude de sensibilité menée sur ces paramètres éclaire sur le rôle des différents processus qui pilotent le cycle de vie du brouillard et sur les paramètres clés d'une simulation du brouillard à l'échelle métrique. En outre, la prise en compte des hétérogénéités surfaciques modifie considérablement le cycle de vie du brouillard.

Si l'activation n'est pas un processus dominant sur le cycle de vie du brouillard, ce travail a montré qu'une représentation de la microphysique trop éloignée de la réalité (obtenue par exemple avec le schéma d'ajustement à la saturation) ne permet pas une estimation réaliste de la durée de vie du brouillard.

Le processus d'activation a une influence forte sur la microphysique du brouillard à sa formation. La microphysique évolue ensuite selon les caractéristiques des distribution de gouttelettes, mais aussi en fonction des conditions dynamiques et thermodynamiques. Bien que des tendances soient

observées, il n'a pas été mis en évidence de relation directe entre activation à la formation du brouillard et grandeurs microphysiques moyennes d'un épisode de brouillard. L'impact du processus d'activation sur la durée de vie du brouillard est limitée par rapport à d'autres processus physiques.

## Perspectives

La dynamique et la thermodynamique influencent fortement le cycle de vie du brouillard, par conséquent des tests de sensibilité à la concentration d'aérosols sur un seul épisode de brouillard ne sont pas suffisants pour évaluer l'impact du processus d'activation sur le cycle de vie des brouillards. Son impact pourrait être différent selon les conditions dynamiques et thermodynamiques. Une perspective à ce travail est alors de reprendre les tests de sensibilité effectués sur le cas du 15/11/11 sur d'autres épisodes de brouillards observés au SIRTa.

La quantité d'eau condensée et la concentration de gouttelettes simulées au sol sont surestimées par rapport aux observations. Cela pourrait venir d'une représentation imparfaite de la dynamique et de la turbulence. La forte stratification verticale avant la formation du brouillard est par exemple très difficile à reproduire sans un vent plus fort que celui donné par les observations. Le schéma de turbulence utilisé dans les simulations numériques de cette thèse est plus adapté aux couches limites convectives ou neutres qu'aux couches limites stables qui sont notamment caractéristique de la phase qui précède le brouillard. La nouvelle paramétrisation pour la couche limite stable proposée par Zilitinkevich et al. (2013) est actuellement testée dans Meso-NH au CNRM. Une perspective est de refaire les simulations de cette thèse avec cette paramétrisation pour la turbulence.

Les fortes valeurs de concentrations d'aérosols activés simulées pourraient aussi venir en partie de l'utilisation d'un diamètre d'activation fixe. Cela empêche en effet l'activation de plus grosses particules d'aérosols et donc de plus grosses gouttelettes qui contribuerait à faire baisser la sursaturation. Une perspective est donc de faire évoluer le schéma de Thouron et al. (2012) afin qu'il n'utilise plus de diamètre critique. Une solution consisterait à utiliser la sursaturation semi-pronostique de Thouron et al. (2012) pour calculer les diamètres critiques humides à partir de la théorie de  $\kappa$ -Köhler. Ceci permettrait aussi de ne pas utiliser le spectre d'activation de Cohard et al. (1998) mais directement la mesure de la distribution d'aérosols secs. En effet, le diamètre critique sec est également déterminé par la théorie de  $\kappa$ -Köhler et l'intégrale de la distribution d'aérosols secs de ce diamètre critique jusqu'au plus grand diamètre sec fournit la concentration d'aérosols activés. Cette solution pourrait permettre d'améliorer la stabilité numérique de ce schéma, en effet, les pas de temps doivent être fortement diminués lorsque ce schéma est utilisé.

De plus, il a été montré qu'une forte concentration de particule d'aérosols pouvait diminuer les valeurs de sursaturation ambiante par dépôt d'eau liquide sur les aérosols hydratés non activés. La contribution de ce terme puits pour la sursaturation pourrait être évaluée avec le schéma de représentation des aérosols ORILAM (Tulet et al., 2005) qui permet de rendre compte de leur grossissement hygroscopique.

En outre, il n'est pas exclu que les pics d'activation simulés au sommet du brouillard par le schéma semi-pronostique soient dus à des erreurs numériques portant sur le transport de la sursaturation à l'interface entre l'air clair et l'air nuageux. Pour déterminer leur origine, la sursaturation en chaque point du sommet du brouillard peut être analysée en fonction des vitesses verticales et du refroidissement radiatif. Ce type d'étude a déjà été effectué par Thouron et al. (2012) pour leur étude des stratocumulus marins.

Le contenu en eau liquide intégré sur la verticale et le flux SWD simulés correspondent aux observations contrairement aux propriétés microphysiques simulées près du sol. Les mesures près du sol pourraient alors ne pas être représentatives du brouillard dans son ensemble. Des mesures



sur l'horizontale seraient nécessaires pour analyser l'influence des hétérogénéités surfaciques sur les mesures près du sol, la campagne de mesure COLPEX (Price et al., 2011) pourrait apporter des éléments de réponse dans ce domaine. Des mesures sur la verticale seraient également nécessaires pour analyser la représentativité physique d'un brouillard verticalement développé par un point à 3 m. Ces mesures permettraient également d'analyser l'activation au sommet du brouillard. De telles mesures sont effectuées depuis peu par l'équipe MNPCA du CNRM, auxquelles j'ai pu participer, grâce à l'installation d'un CDP sous ballon captif. De part la proximité des instruments avec la surface, l'interception d'eau par la surface (végétaux par exemple) par les mouvements turbulents pourrait être également importante. Des essais de mesures de la quantité d'eau interceptée sont effectués actuellement par l'IRSN (Tav et al., 2015).

Une étude des profils verticaux de concentrations de gouttelettes pourrait aussi être faite à travers l'utilisation d'un programme de Mie comme SHDOM (Evans, 1998). Avec un tel modèle, nous pourrions tester des conditions permettant de retrouver les flux solaires mesurés avec la concentration de gouttelettes observées au sol.

Les processus dominants pour l'évolution de la distribution de gouttelettes ont été déterminés. Toutefois si la présence du processus de collision-coalescence est parfois suspectée, son existence ne peut être affirmée. Utiliser un modèle stochastique de collision-coalescence pour comparer les temps de formation des plus grosses gouttelettes et du second mode de gouttelettes, lorsque celui-ci est observé, constitue également une perspective de cette thèse. De même, l'utilisation d'un schéma microphysique Bin permettrait d'évaluer l'impact de la sédimentation des plus grosses gouttelettes sur l'activation de plus petites. En outre, l'installation d'un OPC-Grimm qui mesure les distribution en nombre des aérosols secs de  $0.25\ \mu\text{m}$  à  $32\ \mu\text{m}$ , permettrait de déterminer si le second mode de gouttelettes se forment sur des grosses particules d'aérosols inactivées (Frank et al., 1998).

Enfin, une dernière perspective à cette thèse serait d'utiliser le schéma microphysique à deux moments LIMA (Vié et al., 2015) qui considère une approche multimodale des aérosols, gère plus précisément le réservoir d'aérosols, et peut utiliser une initialisation réaliste des aérosols à partir d'analyse MACC. L'implantation de l'approche semi-pronostique de la sursaturation selon Thouron et al. (2012) dans LIMA constituerait une avancée pour l'utilisation de LIMA pour la simulation des brouillards. L'utilisation de LIMA avec le schéma semi-pronostique de la sursaturation permettrait d'évaluer l'influence du transport des particules d'aérosols sur l'activation. Également, ce schéma permet de considérer l'impact radiatif des aérosols selon Aouizerats et al. (2010). Cela permettrait de faire des tests de sensibilité sur l'impact radiatif des aérosols sur la stabilité de la couche limite nocturne et sur le chauffage/refroidissement de la couche de surface (Elias et al., 2015; Mukund et al., 2014), pour favoriser ou contraindre l'apparition du brouillard.



## Annexe A

# Intercomparaison de l'extinction mesurée par le PVM-100, le FM-100 et le DF20+

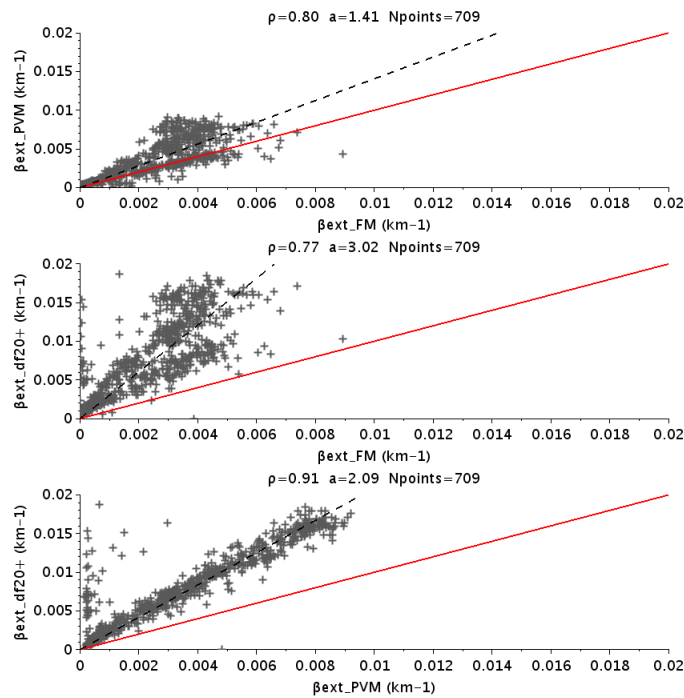


FIGURE A.1 – Saison 2010-2011, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente  $y=ax$ .

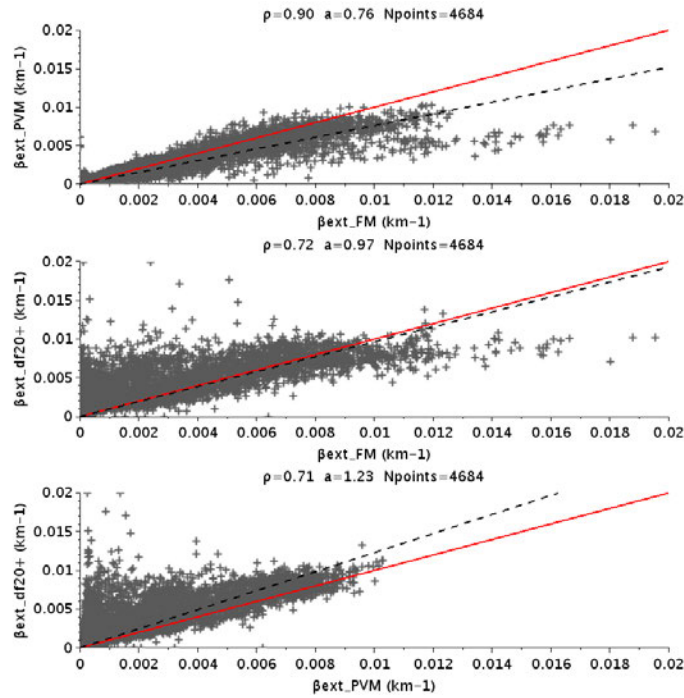


FIGURE A.2 – Saison 2011-2012, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente  $y=ax$  .

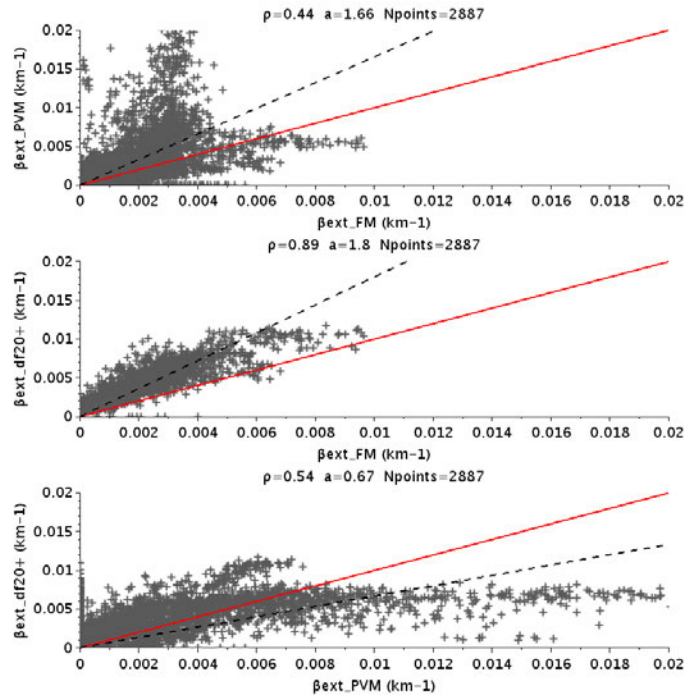


FIGURE A.3 – Saison 2012-2013, la droite rouge représente le rapport [1 :1] et la noire, la pente  $y=ax$  .

## Annexe B

### Tableau des statistiques sur les distributions de gouttelettes

N°		ti [UTC]	tf [UTC]	Type		Mode	N <sub>FM</sub> (#.cm <sup>-3</sup> )			LWC (mg.m <sup>-3</sup> )			D <sub>eff</sub> (μm)		
micro	act			(1)	(2)		25 <sup>t</sup> h	50 <sup>t</sup> h	75 <sup>t</sup> h	25 <sup>t</sup> h	50 <sup>t</sup> h	75 <sup>t</sup> h	25 <sup>t</sup> h	50 <sup>t</sup> h	75 <sup>t</sup> h
F1		26/10/10 0240	26/10/10 0720	RAD	NAP	1	42	64	86	10	17	33	8.6	9.8	12
F2	f1	16/11/10 2200	17/11/10 0540	RAD	DEV	2	52	67	80	31	46	61	13	15	17
F3	f2	19/11/10 0540	19/11/10 10010	STL	DEV	1	30	51	73	25	40	51	15	17	18
F4	f3	19/11/10 1540	19/11/10 1750	STL	DEV	1	5.3	6.3	7.4	7	9.3	12	20	22	23
F5		01/11/11 2245	02/11/11 0800	RAD	DEV	1	69	84	117	62	99	198	13	17	22
F6	f4	10/11/11 1800	11/11/11 1730	RAD	DEV	1	54	89	114	20	44	60	12	13	14
F7		12/11/11 0300	12/11/11 620	STL	DEV	1	79	96	109	41	58	80	13	14	15
F8	f5	15/11/11 0230	15/11/11 0940	RAD	DEV	1	45	60	75	12	17	22	10	11	11
F9	f6	16/11/11 0110	16/11/11 1330	RAD	DEV	1	103	127	145	44	63	81	12	13	13
F10	f7	16/11/11 1600	17/11/11 0010	STL	DEV	1	129	147	160	56	76	94	12	13	14
F11	f8	18/11/11 0130	18/11/11 0410	RAD	NAP	1	71	85	112	9.5	22	39	7.4	8.5	12
F12	f9	19/11/11 2200	20/11/11 0830	RAD	NAP	1	75	110	150	11	26	49	7.5	9.2	11
F13	f10	21/11/11 2350	22/11/11 0810	RAD	NAP	1	87	123	156	10	22	48	6.8	8.6	11
F14	f11	22/11/11 2050	22/11/11 2230	RAD	NAP	1	105	132	164	11	15	21	6.7	7	7.5
F15	f12	23/11/11 0325	23/11/11 1005	RAD	DEV	1	87	115	157	44	87	146	15	18	20
F16	f13	24/11/11 0620	24/11/11 1400	STL	DEV	1	18	33	55	18	29	50	16	18	19
F17	f14	24/11/11 1610	24/11/11 1815	STL	DEV	1	19	33	48	20	30	40	16	17	18
F18	f15	25/11/11 2140	26/11/11 1030	STL	DEV	1	45	68	121	30	51	97	14	15	17
F19	f16	28/11/11 0630	28/11/11 1040	RAD	DEV	1	13	19	24	43	54	75	21	23	25
F20		03/03/12 0610	03/03/12 0925	STL	DEV	1	11	18	26	12	16	22	16	17	19
F21		04/03/12 0020	04/03/12 0330	STL	DEV	1	20	30	36	17	24	31	16	17	19
F22		12/03/12 2340	13/03/12 0420	RAD	DEV	1	72	76	92	6.8	7.5	11	6.4	6.6	7.1
F23		14/03/12 0340	14/03/12 0630	STL	DEV	1	74	105	120	6.5	11	12	6.3	6.5	6.8
F24		16/03/12 0437	16/03/12 0639	RAD	DEV	1	64	83	106	10	13	22	7	7.7	10
F25		21/10/12 0620	21/10/12 0810	RAD	NAP	1	24	24	27	5.1	5.1	6.1	10	10	11
F26		04/11/12 0100	04/11/12 0550	RAD	DEV	2	20	37	53	17	28	42	15	16	17
F27		09/11/12 0635	09/11/12 1135	RAD	DEV	2	33	43	61	23	36	49	12	16	19

N°		ti [UTC]	tf [UTC]	Type		Mode	N <sub>FM</sub> (#.cm <sup>-3</sup> )			LWC (mg.m <sup>-3</sup> )			D <sub>eff</sub> (μm)		
micro	act			(1)	(2)		25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h	25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h	25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h
F28		12/11/12 0005	12/11/12 1010	STL	DEV	2	19	39	58	16	25	39	14	15	16
F29	f17	16/11/12 2045	17/11/12 0920	STL	DEV	2	31	39	49	34	44	51	17	18	20
F30	f18	20/11/12 0300	20/11/12 0910	RAD	DEV	2	16	26	44	9.6	14	22	12	15	17
F31	f19	20/11/12 2015	20/11/12 2250	STL	DEV	2	39	62	84	19	28	40	12	13	14
F32	f20	22/11/12 0315	22/11/12 0910	RAD	DEV	2	33	46	56	30	41	49	16	17	18
F33	f21	30/11/12 1900	01/12/12 0245	RAD	DEV	2	42	63	87	24	42	75	14	17	18
F34		01/12/12 0440	01/12/12 1025	RAD	DEV	2	26	36	53	8.1	21	43	11	14	19
F35		01/12/12 1625	01/12/12 1845	RAD	DEV	2	62	77	91	13	18	23	9.3	10	11
F36	f22	10/01/13 0215	10/01/13 0336	STL	DEV	2	21	36	64	12	20	23	11	16	19
F37	f23	10/01/13 0500	10/01/13 0640	STL	DEV	1	24	29	33	14	18	22	15	16	17
F38		12/01/13 0515	12/01/13 0640	RAD	DEV	1	40	48	55	13	20	25	11	11	12
F39		21/01/13 2325	21/01/13 2355	STL	DEV	1	142	183	189	43	71	92	9.8	11	11
F40		22/01/13 0400	22/01/13 0455	STL	DEV	1	17	22	25	10	14	19	15	15	16
F41		23/01/13 0025	23/01/13 0825	STL	DEV	2	44	53	61	9.2	14	20	8.6	10	12
F42		10/03/13 0400	10/03/13 0815	RAD	DEV	1	57	65	83	11	19	36	8.8	11	13
perc 5 <sup>th</sup>							11	19	24	6.5	7.8	11	6.4	6.7	7.2
perc 25 <sup>th</sup>							21	35	52	10	16	22	9.1	10	12
perc 50 <sup>th</sup>							42	61	77	15	24	40	12	14	16
perc 75 <sup>th</sup>							71	86	114	30	44	60	15	17	19
perc 95 <sup>th</sup>							126	145	163	54	86	139	20	21	23
2 modes															
perc 5 <sup>th</sup>							16	26	44	8.1	14	20	8.6	10	11
perc 25 <sup>th</sup>							22	37	54	10	19	23	11	13	14
perc 50 <sup>th</sup>							33	44	61	17	26	41	12	15	17
perc 75 <sup>th</sup>							43	63	83	28	42	50	14	16	19
perc 95 <sup>th</sup>							62	77	91	34	46	75	17	18	20
1 mode															

N°		ti [UTC]	tf [UTC]	Type		Mode	N <sub>FM</sub> (#.cm <sup>-3</sup> )			LWC (mg.m <sup>-3</sup> )			D <sub>eff</sub> (μm)		
micro		act		(1)	(2)		25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h	25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h	25 <sup>th</sup> h	50 <sup>th</sup> h	75 <sup>th</sup> h
perc 5 <sup>th</sup>				STL											
perc 25 <sup>th</sup>															
perc 50 <sup>th</sup>															
perc 75 <sup>th</sup>															
perc 95 <sup>th</sup>															
perc 5 <sup>th</sup>				RAD/DEV											
perc 25 <sup>th</sup>															
perc 50 <sup>th</sup>															
perc 75 <sup>th</sup>															
perc 95 <sup>th</sup>															
perc 5 <sup>th</sup>				RAD/NAP											
perc 25 <sup>th</sup>															
perc 50 <sup>th</sup>															
perc 75 <sup>th</sup>															
perc 95 <sup>th</sup>															
perc 5 <sup>th</sup>				RAD/NAP											
perc 25 <sup>th</sup>															
perc 50 <sup>th</sup>															
perc 75 <sup>th</sup>															
perc 95 <sup>th</sup>															

TABLE B.1: Percentiles 25, 50 et 75 sur toute la durée de vie des épisodes, de la concentration de particules, du LWC et du D<sub>eff</sub> mesurés par le FM-100 sur la classe de diamètre [2-50]μm.



## Annexe C

# Microphysique au delà du diamètre critique

### C.1 Évolution microphysique de deux cas au delà de leur diamètre critique

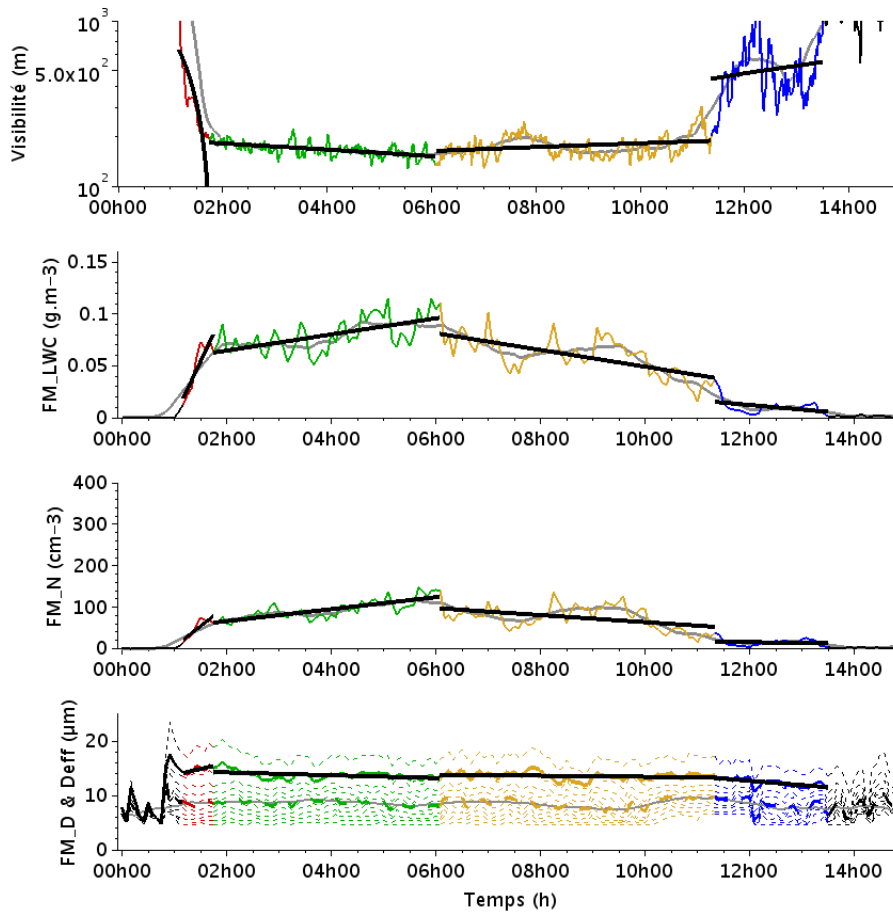


FIGURE C.1 – Évolution temporelle de la visibilité (m) et de  $N_{\text{FM}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5<sup>th</sup> à 95<sup>th</sup> par pas de 10<sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules, du diamètre médian (pointillé gras) ( $D_{\text{mFM}}$ ) et du diamètre effectif (en gras) ( $\mu\text{m}$ ) pour des diamètres supérieurs au diamètre critique et jusqu'à 50  $\mu\text{m}$ , à 5 minutes, de 0000 UTC à 1400 UTC le 16/11/11 (F9). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. Les courbes noires représentent les droites  $y = at + b$  pour les différentes grandeurs.

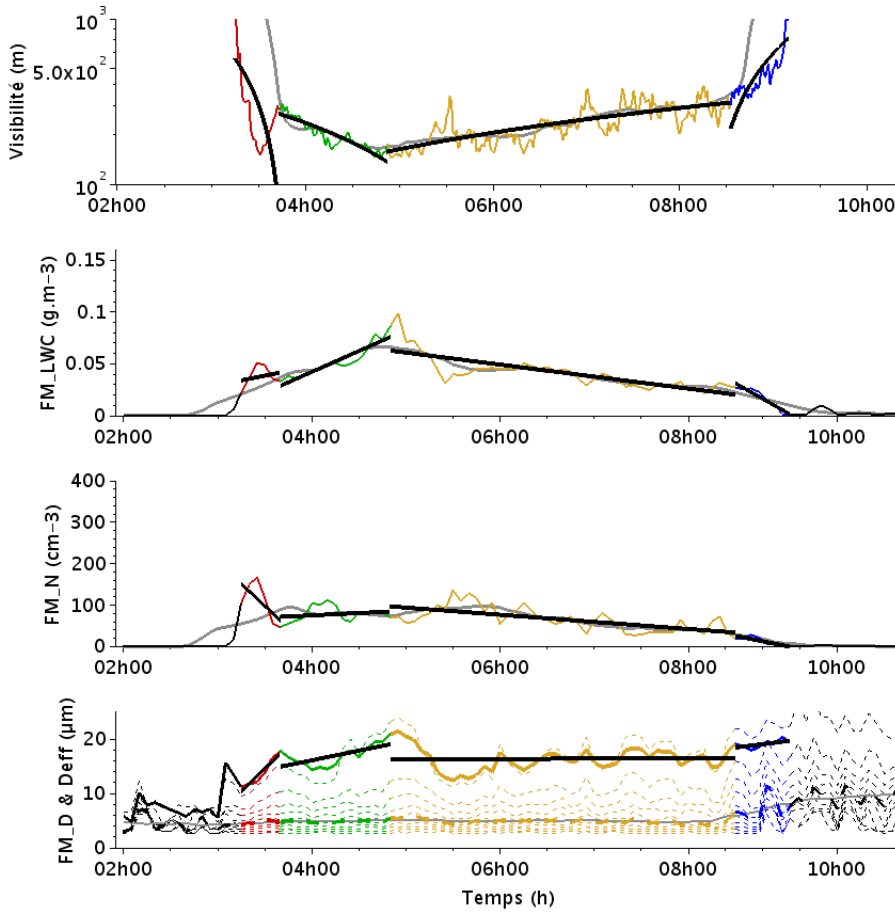


FIGURE C.2 – Évolution temporelle de la visibilité (m) et de  $N_{\text{FM}}$  ( $\text{cm}^{-3}$ ), LWC ( $\text{g.m}^{-3}$ ) ainsi que des percentiles 5<sup>th</sup> à 95<sup>th</sup> par pas de 10<sup>th</sup> des diamètres de la distribution de particules, du diamètre médian (pointillé gras) ( $D_{\text{mFM}}$ ) et du diamètre effectif (en gras) ( $\mu\text{m}$ ) pour des diamètres supérieurs au diamètre critique et jusqu'à 50  $\mu\text{m}$ , à 5 minutes, de 0200 UTC à 1000 UTC le 22/11/12 (F32). Les couleurs représentent les phases (phase 1 en rouge, phase 2 en vert, phase 3 en jaune, phase 4 en bleu). En gris, moyenne sur 10 minutes pour les différentes grandeurs. Les courbes noires représentent les droites  $y = at + b$  pour les différentes grandeurs.

## C.2 Évolution par phases pour les brouillards au diamètre critique déterminé

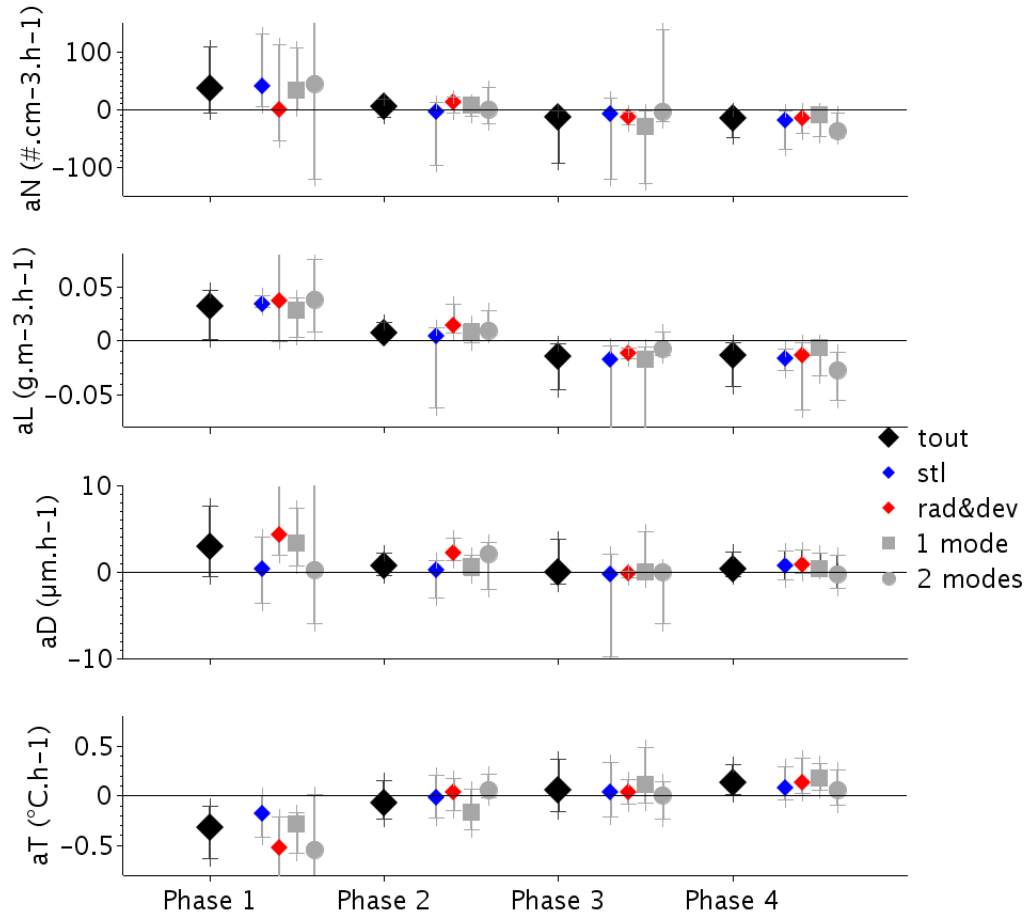


FIGURE C.3 – Quartiles des distributions de pente ( $y=ax+b$ ) d'évolution temporelle de  $N_d$  ( $aN$ ) ( $cm^{-3}.h^{-1}$ ), LWC ( $aL$ ) ( $g.m^{-3}.h^{-1}$ ),  $D_{eff}$  ( $aD$ ) ( $\mu m.h^{-1}$ ) et de la température à 2m ( $aT$ ) ( $^{\circ}C.h^{-1}$ ) par phases (1<sup>er</sup> et 3<sup>ème</sup> quartiles représentés par des croix et 2<sup>ème</sup> quartile par un losange). On distingue les brouillards issus d'un affaïssement de stratus (stl) des brouillards radiatifs développés (rad & dev) ainsi que ceux à 1 modes de ceux à 2 modes de gouttelettes. Les grandeurs microphysiques sont considérée au dessus du diamètre critique propre à chacun des 23 épisodes représentés.

## C.3 Processus microphysiques pour les brouillards au diamètre critique déterminé

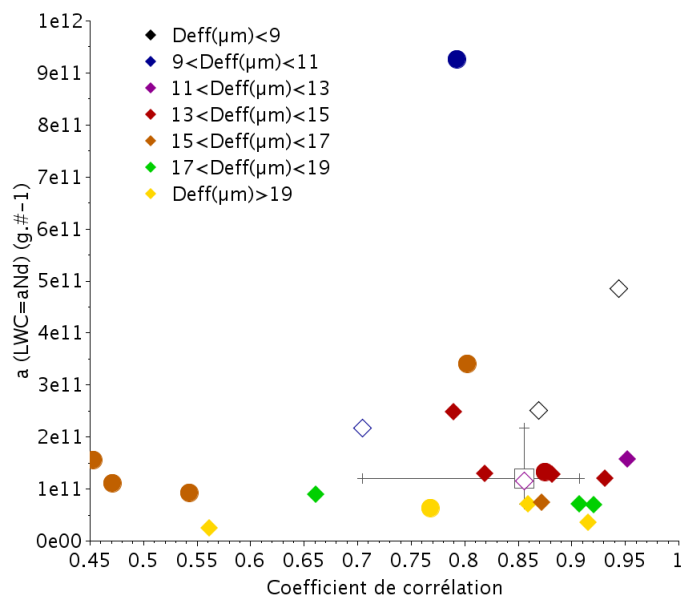


FIGURE C.4 – Pente de  $LWC = aN_d$  en fonction du coefficient de corrélation entre ces deux grandeurs pour les 42 épisodes. Les couleurs indiquent le diamètre effectif. Les brouillards à 2 modes sont représentés par des ronds, les nappes par des losanges vides et les brouillards développés à 1 mode par des losanges pleins. Les statistiques médianes ainsi que les percentiles 25<sup>th</sup> et 75<sup>th</sup> sont figurées respectivement par un carré et des croix. Les grandeurs microphysiques sont considérées au dessus du diamètre critique propre à chacun des 23 épisodes représentés.



# Notations

$A$	: Aire d'une interface
$Alt$	: Altitude
$a_w$	: activité de l'eau en solution
$C_p$	: Capacité calorifique pour l'air sec à pression constante
$C_{ph}$	: Capacité calorifique pour l'air nuageux à pression constante
$d_j$	: Diamètre moyen de la classe de mesure $j$
$dm_j$	: Borne inférieur d'une classe de diamètre
$dp_j$	: Borne supérieur d'une classe de diamètre
$D$	: Diamètre
$D_c$	: Diamètre critique
$D_d$	: Diamètre sec d'une particule d'aérosol
$D_{eff}$	: Diamètre effectif
$D_m$	: Diamètre moyen
$D_{mode}$	: Diamètre modale
$D_{v/a}$	: Coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans l'air
$D_{50}$	: Diamètre médian
$E$	: Erreur relative
$E_s$	: Énergie de création d'une interface
$FM_{Deff}$	: Diamètre effectif pour les gouttelettes entre $2\mu m$ et $50\mu m$
$FM_N$	: Concentration de gouttelettes comprises entre $2\mu m$ et $50\mu m$
$FM_{LWC}$	: Contenu en eau liquide pour les gouttelettes comprises entre $2\mu m$ et $50\mu m$
$g$	: Accélération gravitationnelle
$K_a$	: Coefficient de conductivité thermique de l'air
$L_v$	: Chaleur latente d'évaporation de l'eau
$LWC$	: Contenu en eau liquide
$m_a$	: Masse d'air sec
$m_l$	: Masse d'eau liquide
$m_s$	: Masse d'eau vapeur saturé
$m_v$	: Masse d'eau vapeur
$M_a$	: Masse molaire d'une particule d'aérosols sèche
$M_p$	: Moment d'ordre $p$
$M_w$	: Masse molaire de l'eau
$N$	: Concentration de particules

$N_a$  : Concentration de particules activées  
 $N_A$  : Concentration totale en particules d'aérosols  
 $N_c$  : Concentration de gouttelettes nuageuses  
 $N_r$  : Concentration de gouttes de bruines  
 $N_d$  : Concentration de gouttelettes comprises entre le diamètre critique et  $50\mu\text{m}$   
 $N_{CCN}$  : Concentration de CCN  
 $N_j$  : Concentration sur la classe de mesure  $j$   
 $N_{\text{mode}}$  : Nombre de mode  
 $P$  : Pression  
 $P_{\text{particule}}$  : Pression de vapeur à la surface de la particule  
 $P_v$  : Pression partielle de vapeur d'eau  
 $P_{v,\text{sat}}$  : Pression de vapeur d'eau saturante au dessus d'une surface plane infinie d'eau pure  
 $Q_{\text{ext}}$  : Efficacité d'extinction de Mie  
 $r$  : Rayon  
 $r_c$  : Rapport de mélange en eau liquide nuageuse  
 $r_m$  : rayon géométrique moyen  
 $r_r$  : Rapport de mélange en bruine  
 $r_s$  : Rapport de mélange en eau vapeur saturé  
 $r_t$  : Rapport de mélange en eau totale  
 $r_v$  : Rapport de mélange en eau vapeur  
 $R$  : Constante des gaz parfaits  
 $R_d$  : Constante des gaz parfaits pour l'air sec  
 $R_v$  : Constante des gaz parfaits pour la vapeur d'eau  
 $S$  : Sursaturation ambiante de l'air  
 $S_c$  : Sursaturation critique  
 $S_e$  : Sursaturation à la surface du CCN  
 $S_{\text{max}}$  : Maximum de sursaturation  
 $T$  : Température  
 $U$  : Module du vent horizontal  
 $u, v$  : Vitesses zonale et méridienne  
 $v_{\text{ch}}$  : Volume d'échantillonnage  
 $V$  : Vitesse de chute d'un hydrométéore  
 $V_s$  : volume d'une particule d'aérosol sèche  
 $V_w$  : volume d'eau d'une particule d'aérosol  
 $w$  : Vitesses verticales

### **Lettres grecques**

$\alpha$  : Paramètre de la loi gamma  
 $\beta_{\text{ext}}$  : Extinction  
 $\varepsilon$  : Rapport des constantes des gaz parfaits de l'air sec sur l'air humide  
 $\varepsilon_m$  : Solubilité moyenne d'une population d'aérosols



- $\kappa$  : Paramètre d'hygrscopicité de Petters et Kreidenweis (2007)
- $\mu$  : Viscosité de l'air
- $\nu_i$  : Nombre d'ion se dissociant
- $\nu$  : Paramètre de la loi gamma
- $\Phi$  : Coefficient osmotique
- $\rho_a$  : Masse volumique d'une particule d'aérosol sèche
- $\rho_w$  : Masse volumique de l'eau
- $\sigma$  : Écart-type d'une distribution
- $\sigma_s$  : Tension de surface
- $\vartheta$  : Température potentielle
- $\vartheta_l$  : Température potentielle liquide
- $\tau_{\text{cond}}$  : Temps de réponse d'une gouttelette soumis à une sous-saturation pour s'évaporer complètement
- $\tau_{\text{turb}}$  : Temps nécessaire pour qu'un volume d'air de dimension caractéristique soit mélangé de façon homogène



# Acronymes

**ADV** : Brouillards d'ADVection

**ANDRA** : Agence Nationale pour la gestion des Déchets RAdioactifs

**CEPMMT** : Centre Européen pour les Prévisions Météorologiques à Moyen Terme

**CN** : Condensation Nuclei

**CCN** : Cloud Condensation Nuclei

**CCNC** : Cloud Condensation Nuclei Counter

**CNRM-GAME** : Centre National de Recherche Météorologie - Groupe étude de l'atmosphère Météorologique

**CNRS** : Centre National de Recherche Scientifique

**CPC** : Condensation particule counter

**CDP** : Cloud Droplets Probe

**C2R2** : Schéma microphysique à deux moments développés par Cohard et Pinty (2000b) et Cohard et al. (2000c)

**DEV** : Brouillards DEVeloppés

**DMT** : Droplets Measurements technologies ou technologies de mesure de gouttelettes

**FMD** : Fog Measurement device

**FM-100** : Fog Monitor 100

**FRAM** : For Remote sensing And Modelling

**FSSP** : Foward Scattering Spectrometer Probe

**GMEI** : Groupe de Météorologie Expérimentale et Instrumentale

**IND** : Brouillards INDéterminés

**IPSL** : Institut Pierre-Simon Laplace

**IR** : InfraRed

**KHKO** : Schéma microphysique à deux moments développés par Khairoutdinov et Kogan (2000)

**LES** : Large Eddy Simulation ou simulation aux grandes échelles

**Lidar** : Light Detection And Ranging

**LMD** : Laboratoire de Météorologie Dynamique

**LVE** : Low Visibility Event

**LW** : LongWave ou onde longue

**LWC** : Liquid Water Content

**LWD** : LongWave Downwelinnng

**LWU** : LongWave Upwelinnng

**Méso-NH** : Mesoscale Non-Hydrostatic atmospheric model

**MNPCA** : Microphysique des Nuages et Physico-Chimie de l'atmosphère

**NAP** : NAPpes de brouillards

**NOAA** : National Oceanic and Atmospheric Administration

**NUIST** : Nanjing University of Information Science and Technology

**OPC** : Optical particule counter

**PREC** : Brouillards de PREcipitation

**PréViBoss** : PREvisibilité à courte échéance de la variabilité de VISibilité dans le cycle de vie du Brouillard, à partir de données d'Observation Sol et Satellite

**PVM** : Particulate Volume Monitor 100

**RAD** : Brouillards RADiatifs

**SHDOM** : Spherical Harmonic Discrete Ordinate Method

**SIRTA** : Site Instrumentale de Recherche par Télédétection Atmosphérique

**SMPS** : Scanning Mobility Particle Sizer

**STL** : Stratus Lowering Fog

**SURFEX** : SURface Externalisée

**SW** : ShortWave

**SWD** : ShortWave Downwelinnng

**SWU** : ShortWave Upwelinnng

**TKE** : Turbulent Kinetic Energy

**RRTM** : Rapid Radiation Transfer Model

**UK** : United Kingdom

**USA** : United States of America

**UTC** : Universel Temps Coordonné

# Bibliographie

- Abdul-Razzak, H. et S. J. Ghan, 2000 : A parameterization of aerosol activation : 2. multiple aerosol types. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **105 (D5)**, 6837–6844.
- Abdul-Razzak, H., S. J. Ghan, et C. Rivera-Carpio, 1998 : A parameterization of aerosol activation : 1. single aerosol type. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **103 (D6)**, 6123–6131.
- Allan, J. D., et al., 2008 : Clouds and aerosols in puerto rico—a new evaluation. *Atmospheric chemistry and physics*, **8 (5)**, 1293–1309.
- Andreae, M. et D. Rosenfeld, 2008 : Aerosol–cloud–precipitation interactions. part 1. the nature and sources of cloud-active aerosols. *Earth-Science Reviews*, **89 (1)**, 13–41.
- Aouizerats, B., O. Thouron, P. Tulet, M. Mallet, L. Gomes, et J. Henzing, 2010 : Development of an online radiative module for the computation of aerosol optical properties in 3-d atmospheric models : validation during the eucaari campaign. *Geoscientific Model Development*, **3 (2)**, 553–564.
- Aumond, P., V. Masson, C. Lac, B. Gauvreau, S. Dupont, et M. Berengier, 2013 : Including the drag effects of canopies : real case large-eddy simulation studies. *Boundary-layer meteorology*, **146 (1)**, 65–80.
- Barnéoud, P., 2011 : Étude expérimentale des propriétés microphysiques du brouillard. *Stage de M2*.
- Beare, R. J. et M. K. Macvean, 2004 : Resolution sensitivity and scaling of large-eddy simulations of the stable boundary layer. *Boundary-layer meteorology*, **112 (2)**, 257–281.
- Bergot, T., 2013 : Small-scale structure of radiation fog : a large-eddy simulation study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139 (673)**, 1099–1112.
- Bergot, T., 2015b : Large-eddy simulation study of the dissipation of radiation fog. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*.
- Bergot, T., D. Carrer, J. Noilhan, et P. Bougeault, 2005 : Improved site-specific numerical prediction of fog and low clouds : A feasibility study. *Weather and Forecasting*, **20 (4)**, 627–646.
- Bergot, T., J. Escobar, et V. Masson, 2015a : Effect of small-scale surface heterogeneities and buildings on radiation fog : Large-eddy simulation study at paris–charles de gaulle airport. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **141 (686)**, 285–298.
- Bergot, T. et D. Guedalia, 1994 : Numerical forecasting of radiation fog. part i : Numerical model and sensitivity tests. *Monthly Weather Review*, **122 (6)**, 1218–1230.
- Berry, E. X. et R. L. Reinhardt, 1974 : An analysis of cloud drop growth by collection part ii. single initial distributions. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **31 (7)**, 1825–1831.

- Betts, A., 1973 : Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, **99** (419), 178–196.
- Bott, A., 1991 : On the influence of the physico-chemical properties of aerosols on the life cycle of radiation fogs. *Boundary-Layer Meteorology*, **56** (1-2), 1–31.
- Bott, A., U. Sievers, et W. Zdunkowski, 1990 : A radiation fog model with a detailed treatment of the interaction between radiative transfer and fog microphysics. *Journal of the atmospheric sciences*, **47** (18), 2153–2166.
- Bott, A. et T. Trautmann, 2002 : Pafog—a new efficient forecast model of radiation fog and low-level stratiform clouds. *Atmospheric Research*, **64** (1), 191–203.
- Brenguier, J.-L., H. Pawlowska, L. Schüller, R. Preusker, J. Fischer, et Y. Fouquart, 2000 : Radiative properties of boundary layer clouds : Droplet effective radius versus number concentration. *Journal of the atmospheric sciences*, **57** (6), 803–821.
- Brown, R. et W. Roach, 1976 : The physics of radiation fog : Ii—a numerical study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **102** (432), 335–354.
- Burnet, F., L. Gomes, M. Haeffelin, J. Dupont, et T. Elias, 2012 : Analysis of the microphysical structures of fog during the parisfog project. *Proceedings of the 16th international conference of clouds and precipitation (ICCP), Leipzig, Germany*, Vol. 30.
- Choularton, T., G. Fullarton, J. Latham, C. Mill, M. Smith, et I. Stromberg, 1981 : A field study of radiation fog in meppen, west germany. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **107** (452), 381–394.
- Chylek, P., 1978 : Extinction and liquid water content of fogs and clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35** (2), 296–300.
- Cohard, J.-M. et J.-P. Pinty, 2000a : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. i : Description and tests. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126** (566), 1815–1842.
- Cohard, J.-M. et J.-P. Pinty, 2000b : A comprehensive two-moment warm microphysical bulk scheme. ii : 2d experiments with a non-hydrostatic model. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126** (566), 1843–1859.
- Cohard, J.-M., J.-P. Pinty, et C. Bedos, 1998 : Extending twomey’s analytical estimate of nucleated cloud droplet concentrations from ccn spectra. *Journal of the atmospheric sciences*, **55** (22), 3348–3357.
- Cohard, J.-M., J.-P. Pinty, et K. Suhre, 2000c : On the parameterization of activation spectra from cloud condensation nuclei microphysical properties. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres* (1984–2012), **105** (D9), 11 753–11 766.
- Colella, P. et P. R. Woodward, 1984 : The piecewise parabolic method (ppm) for gas-dynamical simulations. *Journal of computational physics*, **54** (1), 174–201.
- Crippa, M., et al., 2013 : Wintertime aerosol chemical composition and source apportionment of the organic fraction in the metropolitan area of paris. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **13** (2), 961–981.
- Cruz, C. N. et S. N. Pandis, 1997 : A study of the ability of pure secondary organic aerosol to act as cloud condensation nuclei. *Atmospheric Environment*, **31** (15), 2205–2214.

- Cunningham, E., 1910 : On the velocity of steady fall of spherical particles through fluid medium. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, **83 (563)**, 357–365.
- Cuxart, J., P. Bougeault, et J.-L. Redelsperger, 2000 : A turbulence scheme allowing for mesoscale and large-eddy simulations. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **126 (562)**, 1–30.
- Darbieu, C., 2015 : Processus turbulents dans la couche limite atmosphérique pendant la transition d'après-midi. *These de Doctorat*.
- Deardorff, J., 1972 : Theoretical expression for the countergradient vertical heat flux. *Journal of Geophysical Research*, **77 (30)**, 5900–5904.
- Defegie, D., T.-S. El-Madany, J. Hejkal, M. Held, J.-C. Dupont, M. Haeffelin, et O. Klemm, 2014 : Microphysics and energy and water fluxes of various fog types at sirta, france. *Atmospheric Research*.
- Dupont, J., M. Haeffelin, S. Stolaki, et T. Elias, 2015 : Analysis of dynamical and thermal processes driving fog and quasi-fog life cycles using the 2010–2013 parisfog dataset. *Pure and Applied Geophysics*, 1–22.
- Dupont, J.-C., M. Haeffelin, A. Protat, D. Bouniol, N. Boyouk, et Y. Morille, 2012 : Stratus–fog formation and dissipation : a 6-day case study. *Boundary-layer meteorology*, **143 (1)**, 207–225.
- Durrant, D. R., 1989 : Improving the anelastic approximation. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46 (11)**, 1453–1461.
- Duynkerke, P. G., 1991 : Radiation fog : A comparison of model simulation with detailed observations. *Monthly Weather Review*, **119 (2)**, 324–341.
- Egli, S., F. Maier, J. Bendix, et B. Thies, 2015 : Vertical distribution of microphysical properties in radiation fogs—a case study. *Atmospheric Research*, **151**, 130–145.
- Elias, T., J.-C. Dupont, E. Hammer, C. Hoyle, M. Haeffelin, F. Burnet, et D. Jolivet, 2015 : Enhanced extinction of visible radiation due to hydrated aerosols in mist and fog. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **15 (1)**, 291–337.
- Elias, T., D. Jolivet, J.-C. Dupont, M. Haeffelin, et F. Burnet, 2012 : Preliminary results of the prebivoss project : description of the fog life cycle by ground-based and satellite observation. *SPIE Remote Sensing*, International Society for Optics and Photonics, 853 406–853 406.
- Elias, T., et al., 2009 : Particulate contribution to extinction of visible radiation : Pollution, haze, and fog. *Atmospheric Research*, **92 (4)**, 443–454.
- Ervens, B., et al., 2010 : Ccn predictions using simplified assumptions of organic aerosol composition and mixing state : a synthesis from six different locations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **10 (10)**, 4795–4807.
- Estournel, C., 1988 : Etude de la phase nocturne de la couche limite atmosphérique. Ph.D. thesis, Toulouse 3.
- Estournel, C. et D. Guedalia, 1985 : Influence of geostrophic wind on atmospheric nocturnal cooling. *Journal of the atmospheric sciences*, **42 (23)**, 2695–2698.
- Evans, K. F., 1998 : The spherical harmonics discrete ordinate method for three-dimensional atmospheric radiative transfer. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **55 (3)**, 429–446.

- Facchini, M. C., M. Mircea, S. Fuzzi, et R. J. Charlson, 1999 : Cloud albedo enhancement by surface-active organic solutes in growing droplets. *Nature*, **401** (6750), 257–259.
- Feingold, G., B. Stevens, W. Cotton, et R. Walko, 1994 : An explicit cloud microphysics/les model designed to simulate the twomey effect. *Atmospheric Research*, **33** (1), 207–233.
- Fesquet, C., 2008 : Structure de la turbulence atmosphérique à proximité de la surface. Ph.D. thesis, Ecole Polytechnique X.
- Fouquart, Y. et B. Bonnel, 1980 : Computations of solar heating of the earth's atmosphere- a new parameterization. *Beitraege zur Physik der Atmosphaere*, **53**, 35–62.
- Frank, G., et al., 1998 : Droplet formation and growth in polluted fogs. *Contributions to atmospheric physics*, **71** (1), 65–85.
- Fuzzi, S., et al., 1998 : Overview of the po valley fog experiment 1994 (chemdrop). *Contributions to atmospheric physics*, **71** (1), 3–19.
- Garcia-Garcia, F., U. Virafuentes, et G. Montero-Martinez, 2002 : Fine-scale measurements of fog-droplet concentrations : A preliminary assessment. *Atmospheric research*, **64** (1), 179–189.
- Geoffroy, O., 2007 : Modélisation les des précipitations dans les nuages de couche limite et paramétrisation pour les modeles de circulation générale. *These de Doctorat*.
- Gerber, H., 1991 : Supersaturation and droplet spectral evolution in fog. *Journal of the atmospheric sciences*, **48** (24), 2569–2588.
- Ghana, S., C. Chuang, R. Easter, et J. Penner, 1995 : A parameterization of cloud droplet nucleation. part ii : Multiple aerosol types. *Atmospheric research*, **36** (1), 39–54.
- Gonser, S. G., O. Klemm, F. Griessbaum, S.-C. Chang, H.-S. Chu, et Y.-J. Hsia, 2012 : The relation between humidity and liquid water content in fog : An experimental approach. *Pure and applied geophysics*, **169** (5-6), 821–833.
- Goodman, J., 1977 : The microstructure of california coastal fog and stratus. *Journal of Applied Meteorology*, **16** (10), 1056–1067.
- Guedalia, D. et T. Bergot, 1994 : Numerical forecasting of radiation fog. part ii : A comparison of model simulation with several observed fog events. *Monthly Weather Review*, **122** (6), 1231–1246.
- Gultepe, I., S. Cober, P. King, G. Isaac, P. Taylor, et B. Hansen, 2006 : The fog remote sensing and modeling (fram) field project and preliminary results. *AMS 12th Cloud Physics Conference*, 9–14.
- Gultepe, I. et J. Milbrandt, 2007a : Microphysical observations and mesoscale model simulation of a warm fog case during fram project. *Fog and Boundary Layer Clouds : Fog Visibility and Forecasting*, Springer, 1161–1178.
- Gultepe, I., et al., 2007b : Fog research : A review of past achievements and future perspectives. *Pure and Applied Geophysics*, **164** (6-7), 1121–1159.
- Gultepe, I., et al., 2009 : The fog remote sensing and modeling field project. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **90** (3), 341–359.
- Haeffelin, M., et al., 2005 : Sirta, a ground-based atmospheric observatory for cloud and aerosol research. *Annales Geophysicae*, **23** (2), 253–275.



- Haefelin, M., et al., 2010 : Parisfog : shedding new light on fog physical processes. *bulletin of the american meteorological Society*, **91** (6), 767–783.
- Hammer, E., et al., 2014 : Size-dependent particle activation properties in fog during the parisfog 2012/13 field campaign. *Atmospheric Chemistry and Physics Discussions*, **14** (7), 9475–9516.
- Hansen, J. E. et L. D. Travis, 1974 : Light scattering in planetary atmospheres. *Space Science Reviews*, **16** (4), 527–610.
- Haywood, J. et O. Boucher, 2000 : Estimates of the direct and indirect radiative forcing due to tropospheric aerosols : A review. *Reviews of geophysics-Richmond Virginia then Washington-*, **38** (4), 513–543.
- Hudson, J. G., 1980 : Relationship between fog condensation nuclei and fog microstructure. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37** (8), 1854–1867.
- Hudson, J. G., 1984 : Cloud condensation nuclei measurements within clouds. *Journal of climate and applied meteorology*, **23** (1), 42–51.
- Hudson, J. G., 2007 : Variability of the relationship between particle size and cloud-nucleating ability. *Geophysical research letters*, **34** (8).
- Jaenicke, R., 1993 : Tropospheric aerosols. *Aerosol-cloud-climate interactions*, Academic Press, Inc, Vol. 1, 1.
- Jiménez, M. et J. Cuxart, 2005 : Large-eddy simulations of the stable boundary layer using the standard kolmogorov theory : Range of applicability. *Boundary-Layer Meteorology*, **115** (2), 241–261.
- Jiusto, J. E. et G. G. Lala, 1981 : Ccn-supersaturation spectra slopes (k). *The Third International Cloud Condensation Nuclei Workshop*, Vol. 1, 64–68.
- Junge, C., 1955 : The size distribution and aging of natural aerosols as determined from electrical and optical data on the atmosphere. *Journal of Meteorology*, **12** (1), 13–25.
- Kammermann, L., et al., 2010 : Subarctic atmospheric aerosol composition : 3. measured and modeled properties of cloud condensation nuclei. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **115** (D4).
- Kessler, E., 1969 : On the distribution and continuity of water substance in atmospheric circulation.
- Khairoutdinov, M. et Y. Kogan, 2000 : A new cloud physics parameterization in a large-eddy simulation model of marine stratocumulus. *Monthly weather review*, **128** (1), 229–243.
- Klemm, O. et T. Wrzesinsky, 2007 : Fog deposition fluxes of water and ions to a mountainous site in central europe. *Tellus B*, **59** (4), 705–714.
- Köhler, H., 1936 : The nucleus in and the growth of hygroscopic droplets. *Transactions of the Faraday Society*, **32**, 1152–1161.
- Kolmogorov, A., 1942 : Equations of motion of an incompressible turbulent fluid. *Izv Akad Nauk SSSR Ser Phys*, **6**, 56–58.
- Koračin, D., J. Lewis, W. T. Thompson, C. E. Dorman, et J. A. Businger, 2001 : Transition of stratus into fog along the california coast : Observations and modeling. *Journal of the atmospheric sciences*, **58** (13), 1714–1731.

- Kunkel, B. A., 1984 : Parameterization of droplet terminal velocity and extinction coefficient in fog models. *Journal of Climate and applied meteorology*, **23** (1), 34–41.
- Kurita, S., K. Okada, H. Naruse, T. Ueno, et M. Mikami, 1990 : Structure of a fog in the dissipation stage over land. *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, **24** (6), 1473–1486.
- Lafore, J., J. Stein, N. Asencio, P. Bougeault, V. Ducrocq, J. Duron, et C. Fischer, 1998 : P. h ereil, p. mascart, jl redelsperger, e. richard, and j. vil a-guerau de arellano. the meso-nh atmospheric simulation system. part i : Adiabatic formulation and control simulations. *Annales Geophysicae*, Vol. 16, 90–109.
- Liu, D., J. Yang, S. Niu, et Z. Li, 2011 : On the evolution and structure of a radiation fog event in nanjing. *Advances in Atmospheric Sciences*, **28**, 223–237.
- Löhnert, U. et S. Crewell, 2003 : Accuracy of cloud liquid water path from ground-based microwave radiometry 1. dependency on cloud model statistics. *Radio Sci*, **38** (3), 8041.
- Lu, C., Y. Liu, S. Niu, L. Zhao, H. Yu, et M. Cheng, 2013 : Examination of microphysical relationships and corresponding microphysical processes in warm fogs. *Acta Meteorologica Sinica*, **27**, 832–848.
- Masson, V., 2000 : A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-layer meteorology*, **94** (3), 357–397.
- Masson, V., et al., 2013 : The surfexv7. 2 land and ocean surface platform for coupled or offline simulation of earth surface variables and fluxes.
- Menu, L., S. Mailler, J.-C. Dupont, M. Haeffelin, et T. Elias, 2014 : Predictability of the meteorological conditions favourable to radiative fog formation during the 2011 parisfog campaign. *Boundary-layer meteorology*, **150** (2), 277–297.
- Meyer, M. B., J. E. Jiusto, et G. G. Lala, 1980 : Measurements of visual range and radiation-fog (haze) microphysics. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **37** (3), 622–629.
- Ming, Y. et L. M. Russell, 2004 : Organic aerosol effects on fog droplet spectra. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **109** (D10).
- Mlawer, E. J., S. J. Taubman, P. D. Brown, M. J. Iacono, et S. A. Clough, 1997 : Radiative transfer for inhomogeneous atmospheres : Rrtm, a validated correlated-k model for the longwave. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **102** (D14), 16 663–16 682.
- Moeng, C., et al., 1996 : Simulation of a stratocumulus-topped planetary boundary layer : Intercomparison among different numerical codes. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **77**, 261–278.
- Morcrette, J.-J. et Y. Fouquart, 1986 : The overlapping of cloud layers in shortwave radiation parameterizations. *Journal of the atmospheric sciences*, **43** (4), 321–328.
- Mukund, V., D. Singh, V. Ponnulakshmi, G. Subramanian, et K. Sreenivas, 2014 : Field and laboratory experiments on aerosol-induced cooling in the nocturnal boundary layer. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **140** (678), 151–169.
- Musson-Genon, L., 1987 : Numerical simulation of a fog event with a one-dimensional boundary layer model. *Monthly Weather Review*, **115** (2), 592–607.
- Nakanishi, M., 2000 : Large-eddy simulation of radiation fog. *Boundary-layer meteorology*, **94** (3), 461–493.

- Nenes, A. et J. H. Seinfeld, 2003 : Parameterization of cloud droplet formation in global climate models. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres (1984–2012)*, **108** (D14).
- Niu, S., D. Liu, L. Zhao, C. Lu, J. Lü, et J. Yang, 2012 : Summary of a 4-year fog field study in northern nanjing, part 2 : Fog microphysics. *Pure and applied geophysics*, **169** (5-6), 1137–1155.
- Niu, S., C. Lu, Y. Liu, L. Zhao, J. Lü, et J. Yang, 2010 : Analysis of the microphysical structure of heavy fog using a droplet spectrometer : A case study. *Advances in Atmospheric Sciences*, **27**, 1259–1275.
- Noilhan, J. et S. Planton, 1989 : A simple parameterization of land surface processes for meteorological models. *Monthly Weather Review*, **117** (3), 536–549.
- Noone, K. J., et al., 1992 : Changes in aerosol size-and phase distributions due to physical and chemical processes in fog. *Tellus B*, **44** (5), 489–504.
- Okita, T., 1962 : Observations of the vertical structure of a stratus cloud and radiation fogs in relation to the mechanism of drizzle formation. *Tellus*, **14** (3), 310–322.
- Petters, M. et S. Kreidenweis, 2007 : A single parameter representation of hygroscopic growth and cloud condensation nucleus activity. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **7** (8), 1961–1971.
- Pilié, R., E. Mack, W. Kocmond, C. Rogers, et W. Eadie, 1975 : The life cycle of valley fog. part i : Micrometeorological characteristics. *Journal of Applied Meteorology*, **14** (3), 347–363.
- Pincus, R. et M. B. Baker, 1994 : Effect of precipitation on the albedo susceptibility of clouds in the marine boundary layer. *Nature*, **372** (6503), 250–252.
- Pinnick, R. G., D. Hoihjelle, G. Fernandez, E. Stenmark, J. Lindberg, G. Hoidale, et S. Jennings, 1978 : Vertical structure in atmospheric fog and haze and its effects on visible and infrared extinction. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **35** (10), 2020–2032.
- Pinsky, M. et A. Khain, 2004 : Collisions of small drops in a turbulent flow. part ii : Effects of flow accelerations. *Journal of the atmospheric sciences*, **61** (15), 1926–1939.
- Pinsky, M., A. Khain, et M. Shapiro, 1999 : Collisions of small drops in a turbulent flow. part i : Collision efficiency. problem formulation and preliminary results. *Journal of the atmospheric sciences*, **56** (15), 2585–2600.
- Podzimek, J., 1997 : Droplet concentration and size distribution in haze and fog. *Studia Geophysica et Geodaetica*, **41** (3), 277–296.
- Porson, A., J. Price, A. Lock, et P. Clark, 2011 : Radiation fog. part ii : Large-eddy simulations in very stable conditions. *Boundary-Layer Meteorology*, **139** (2), 193–224.
- Price, J., 2011 : Radiation fog. part i : observations of stability and drop size distributions. *Boundary-Layer Meteorology*, **139** (2), 167–191.
- Price, J., et al., 2011 : Colpex : field and numerical studies over a region of small hills. *Bulletin of the American Meteorological Society*, **92** (12), 1636.
- Pruppacher, H. R., J. D. Klett, et P. K. Wang, 1998 : Microphysics of clouds and precipitation.
- Rangognio, J., P. Tulet, T. Bergot, et L. Gomes, 2009 : Impact des aérosols sur le cycle de vie du brouillard. Ph.D. thesis, PhD Thesis, Toulouse III Paul Sabatier University.

- Redelsperger, J.-L., F. Guichard, et S. Mondon, 2000 : A parameterization of mesoscale enhancement of surface fluxes for large-scale models. *Journal of Climate*, **13** (2), 402–421.
- Redelsperger, J.-L. et G. Sommeria, 1981 : Méthode de représentation de la turbulence d'échelle inférieure à la maille pour un modèle tri-dimensionnel de convection nuageuse. *Boundary-Layer Meteorology*, **21** (4), 509–530.
- Ricard, D., C. Lac, S. Riette, R. Legrand, et A. Mary, 2013 : Kinetic energy spectra characteristics of two convection-permitting arôme and meso-nh. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **139** (674), 1327–1341.
- Rissler, J., E. Swietlicki, J. Zhou, G. Roberts, M. O. Andreae, L. Gatti, et P. Artaxo, 2004 : Physical properties of the sub-micrometer aerosol over the amazon rain forest during the wet-to-dry season transition-comparison of modeled and measured ccn concentrations. *Atmospheric Chemistry and Physics*, **4** (8), 2119–2143.
- Roach, W., R. Brown, S. Caughey, J. Garland, et C. Readings, 1976 : The physics of radiation fog : I—a field study. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **102** (432), 313–333.
- Rodhe, B., 1962 : The effect of turbulence on fog formation. *Tellus*, **14** (1), 49–86.
- Roquelaure, S. et T. Bergot, 2007 : Seasonal sensitivity on cobel-isba local forecast system for fog and low clouds. *Fog and Boundary Layer Clouds : Fog Visibility and Forecasting*, Springer, 1283–1301.
- Salgado, R. et P. Le Moigne, 2010 : Coupling of the flake model to the surfex externalized surface model.
- Sandu, I., J.-L. Brenguier, O. Geoffroy, O. Thouren, et V. Masson, 2008 : Aerosol impacts on the diurnal cycle of marine stratocumulus. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **65** (8), 2705–2718.
- Savijärvi, H. et P. Räisänen, 1998 : Long-wave optical properties of water clouds and rain. *Tellus A*, **50** (1), 1–11.
- Shulman, M. L., M. C. Jacobson, R. J. Carlson, R. E. Synovec, et T. E. Young, 1996 : Dissolution behavior and surface tension effects of organic compounds in nucleating cloud droplets. *Geophysical Research Letters*, **23** (3), 277–280.
- Skamarock, W. C., 2004 : Evaluating mesoscale nwp models using kinetic energy spectra. *Monthly weather review*, **132** (12), 3019–3032.
- Slingo, A., 1989 : A gcm parameterization for the shortwave radiative properties of water clouds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **46** (10), 1419–1427.
- Spiegel, J., P. Zieger, N. Bukowiecki, E. Hammer, E. Weingartner, et W. Eugster, 2012 : Evaluating the capabilities and uncertainties of droplet measurements for the fog droplet spectrometer (fm-100). *Atmospheric Measurement Techniques*, **5** (9), 2237–2260.
- Stolaki, S., M. Haeffelin, C. Lac, J.-C. Dupont, T. Elias, et V. Masson, 2015 : Influence of aerosols on the life cycle of a radiation fog event. a numerical and observational study. *Atmospheric Research*, **151**, 146–161.
- Swietlicki, E., et al., 2008 : Hygroscopic properties of submicrometer atmospheric aerosol particles measured with h-tdma instruments in various environments—a review. *Tellus B*, **60** (3), 432–469.
- Tang, I. N., 1980 : On the equilibrium partial pressures of nitric acid and ammonia in the atmosphere. *Atmospheric Environment (1967)*, **14** (7), 819–828.

- Tang, I. N. et H. R. Munkelwitz, 1993 : Composition and temperature dependence of the deliquescence properties of hygroscopic aerosols. *Atmospheric Environment. Part A. General Topics*, **27** (4), 467–473.
- Tardif, R., 2007a : The impact of vertical resolution in the explicit numerical forecasting of radiation fog : A case study. *Pure and Applied Geophysics*, **164** (6-7), 1221–1240.
- Tardif, R. et R. Rasmussen, 2007 : Event-based climatology and typology of fog in the new york city region. *Journal of applied meteorology and climatology*, **46** (8), 1141–1168.
- Tardif, R. M., 2007b : *Characterizing fog and the physical mechanisms leading to its formation during precipitation in a coastal area of the northeastern United States*. ProQuest.
- Tav, J., O. Masson, F. Burnet, A. De Visme, P. Paulat, T. Bourrienne, S. Conil, et M. Simon, 2015 : Deposition of radionuclides by fogwater on plants at Houdelaincourt, France. *EGU General Assembly Conference Abstracts*, EGU General Assembly Conference Abstracts, Vol. 17, 15562.
- Taylor, G., 1917 : The formation of fog and mist. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, **43** (183), 241–268.
- Telford, J. et S. Chai, 1984 : Inversions, and fog, stratus and cumulus formation in warm air over cooler water. *Boundary-Layer Meteorology*, **29** (2), 109–137.
- Thouaron, O., J.-L. Brenguier, et F. Burnet, 2012 : Supersaturation calculation in large eddy simulation models for prediction of the droplet number concentration. *Geoscientific Model Development*, **5** (3), 761–772.
- Toth, G., I. Gultepe, J. Milbrandt, B. Hansen, G. Pearson, C. Fogarty, et W. Burrows, 2010 : On fog and fog forecasting.
- Tulet, P., V. Crassier, F. Cousin, K. Suhre, et R. Rosset, 2005 : Orilam, a three-moment lognormal aerosol scheme for mesoscale atmospheric model : Online coupling into the meso-nh-c model and validation on the escompte campaign. *Journal of Geophysical Research : Atmospheres*, **110** (D18).
- Twomey, S., 1959 : The nuclei of natural cloud formation part ii : The supersaturation in natural clouds and the variation of cloud droplet concentration. *Geofisica pura e applicata*, **43** (1), 243–249.
- Uematsu, A., M. K. Yamamoto, H. Hashiguchi, K. Hirashima, et S. Fukao, 2005 : Shear-induced roll structure of fog observed by a millimeter-wave scanning doppler radar. *Geophysical research letters*, **32** (14).
- Vautard, R., P. Yiou, et G. J. van Oldenborgh, 2009 : Decline of fog, mist and haze in europe over the past 30 years. *Nature Geoscience*, **2** (2), 115–119.
- Vié, B., J. Pinty, S. Berthet, et M. Leriche, 2015 : Lima (v1. 0) : a two-moment microphysical scheme driven by a multimodal population of cloud condensation and ice freezing nuclei. *Geoscientific Model Development Discussions*, **8** (9).
- Wendisch, M., et al., 1998 : Drop size distribution and lwc in po valley fog. *Contributions to atmospheric physics*, **71** (1), 87–100.
- Whitby, K. T., 1978 : The physical characteristics of sulfur aerosols. *Atmospheric Environment (1967)*, **12** (1), 135–159.

- Xue, Y., L.-P. Wang, et W. W. Grabowski, 2008 : Growth of cloud droplets by turbulent collision-coalescence. *Journal of the Atmospheric Sciences*, **65** (2), 331–356.
- Ye, X., B. Wu, et H. Zhang, 2015 : The turbulent structure and transport in fog layers observed over the tianjin area. *Atmospheric Research*, **153**, 217–234.
- Zaïdi, H., E. Dupont, M. Milliez, L. Musson-Genon, et B. Carissimo, 2013 : Numerical simulations of the microscale heterogeneities of turbulence observed on a complex site. *Boundary-layer meteorology*, **147** (2), 237–259.
- Zappoli, S., et al., 1999 : Inorganic, organic and macromolecular components of fine aerosol in different areas of europe in relation to their water solubility. *Atmospheric Environment*, **33** (17), 2733–2743.
- Zhang, X., L. Musson-Genon, E. Dupont, M. Milliez, et B. Carissimo, 2014 : On the influence of a simple microphysics parametrization on radiation fog modelling : A case study during parisfog. *Boundary-layer meteorology*, **151** (2), 293–315.
- Zhao, L., S. Niu, Y. Zhang, et F. Xu, 2013 : Microphysical characteristics of sea fog over the east coast of leizhou peninsula, china. *Advances in Atmospheric Sciences*, **30**, 1154–1172.
- Zhou, B. et B. S. Ferrier, 2008 : Asymptotic analysis of equilibrium in radiation fog. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, **47** (6), 1704–1722.
- Zilitinkevich, S., T. Elperin, N. Kleorin, I. Rogachevskii, et I. Esau, 2013 : A hierarchy of energy-and flux-budget (efb) turbulence closure models for stably-stratified geophysical flows. *Boundary-layer meteorology*, **146** (3), 341–373.







# Abstract

Fog is a complex meteorological event dealing with fine scale processes. The lifecycle is closely related to the interactions between radiation, fog dynamics, turbulence and fog microphysics that make its forecast difficult. Fogs are formed by the activation of aerosols particles into water droplets. Understanding the impact of the aerosols properties on the fog life cycle remains still challenging. This thesis aims at investigating the impact of activation processes on fog microphysics and life-cycles with a first experimental part and a second numerical study.

In the framework of the PréViBoss project, in-situ measurements of fog properties were performed during winters 2010 to 2013 at the SIRTa site in the south of Paris. A detailed characterization of aerosols and fog microphysics, including number size spectrum of both particles under dry and wet conditions and droplets, was performed in order to investigate the aerosols efficiency to act as cloud condensation nuclei (CCN). A large number of case studies are presented, which include 23 case studies on fog formation from the activation of aerosols and 48 fog events on the temporal evolution of fog microphysics. An original method has been used to investigate the link between supersaturation values and concentrations of CCN with aerosols properties (distribution, concentration and hygroscopicity). We show that supersaturation values determine the droplets concentration, independently of the concentration of aerosols. The evolution of fog microphysics of the 48 cases follows 4 phases with distinct behaviours, driven by condensation/evaporation and activation/de-activation processes. The fog droplets concentration is determined during the first phase, then it fluctuates around this value during fog life cycle.

Large eddy simulations of one fog case observed during PréViBoss are then performed with the Meso-NH model to evaluate the impact of the microphysics on fog lifecycle. It allows to explore the close interactions between aerosols and physical processes. A two moment scheme is used for microphysic and two schemes for supersaturation are evaluated, the first one diagnoses the maximal supersaturation and the second one considers a pseudo-prognostic evolution of supersaturation according to Thouren et al. (2012). Much lower supersaturation are obtained with the second scheme. Additional processes, such as condensation or mixing, that were not included in previous scheme, are taken into account in the second one. While CCN concentrations obtained with this new scheme are lower, they remain higher than the observations. We postulate that this behaviour could be due to the approximative representation of dynamics. Sensibility tests for different aerosols concentrations reveal a weak impact on fog life cycle. Only for extreme cases where the aerosol concentrations are low, the fog dissipation is delayed. This study shows that the fog life cycle is mainly driven by thermodynamics, dynamics and surface conditions through their impact on boundary layer stability. Moreover, surface heterogeneities greatly modify fog life cycle through turbulent motions and should be considered for future experimental studies.



# Résumé

Le brouillard est un phénomène météorologique complexe mettant en œuvre des processus de fine échelle, et l'interaction subtile entre processus radiatifs, dynamiques, turbulents et microphysiques qui les régit rend leur prévision difficile. Les gouttelettes d'eau qui composent les brouillards sont formées par l'activation des particules d'aérosols, et comprendre l'impact des propriétés des aérosols sur le cycle de vie du brouillard reste un défi. L'objectif de cette thèse est d'étudier l'impact du processus d'activation sur la microphysique des brouillards et sur leur cycle de vie. Elle s'articule sur deux volets, expérimental et numérique.

Dans le cadre du projet PréViBoss, une plateforme de mesures in-situ des propriétés du brouillard a été déployée durant les hivers 2010-2013 au SIRTa au sud de Paris permettant de caractériser la distribution dimensionnelle des particules d'aérosols et des gouttelettes, ainsi que la capacité des particules d'aérosols à agir en tant que noyaux de condensation nuageux (CCN). Ces données sont analysées afin de documenter les propriétés microphysiques du brouillard et leur évolution au cours de leur cycle de vie. La particularité de ce travail réside dans le grand nombre d'épisodes de brouillard analysés. Ainsi, 48 épisodes ont permis d'étudier l'évolution microphysique des brouillards et 23 épisodes ont permis d'étudier le processus d'activation à la formation des brouillards à travers une méthode originale. Les valeurs de sursaturation critique et les concentrations de CCN ont été caractérisées et reliées aux propriétés des aérosols (distribution, concentration et hygroscopicité). Il s'avère que c'est la valeur de la sursaturation détermine la concentration de gouttelettes, indépendamment de la concentration de particules d'aérosols activables disponibles. L'évolution microphysique des 48 épisodes de brouillards suit 4 phases aux comportements distincts, et est principalement régie par les processus de condensation/évaporation et activation/dé-activation. La concentration caractéristique en gouttelettes des brouillards est déterminée durant la première phase, elle est ensuite modulée au cours du cycle de vie du brouillard.

Des simulations en mode LES d'un cas de brouillard observé lors de PréViBoss ont ensuite été réalisées avec le modèle Méso-NH, afin d'évaluer l'impact de la microphysique sur la durée de vie du brouillard. Elles permettent d'explorer précisément les interactions entre aérosols et processus physiques. Un schéma microphysique à deux moments a été utilisé au sein duquel deux schémas d'activation ont été comparés : le premier diagnostique une sursaturation maximale, alors que le second considère une évolution pseudo-pronostique de la sursaturation selon Thouron et al. (2012). Le second schéma calcule les valeurs de sursaturations réellement atteintes et il permet de tenir compte de processus supplémentaires comme la condensation ou le mélange. Les concentrations de CCN calculées avec ce nouveau schéma sont significativement moins élevées, mais restent toutefois surestimées par rapport aux observations. La représentation de la dynamique pourrait en être responsable. Des tests de sensibilité à la concentration d'aérosols montrent un impact limité sur le cycle de vie du brouillard, excepté pour des cas extrêmes, pour lesquels une très faible concentration d'aérosols retarde la dissipation du brouillard. Ce sont les conditions dynamiques, thermodynamiques et de surface qui pilotent principalement le cycle de vie du brouillard à travers leur impact sur la stabilité de la couche limite. En outre, la prise en compte d'hétérogénéités de surface modifie très sensiblement le cycle de vie du brouillard au travers de la turbulence qu'elles génèrent. La variabilité spatio-temporelle qui en découle doit ainsi être prise en compte dans de futurs dispositifs expérimentaux.